
Labor-Demonstration eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser

Lab demonstration of a Brillouin-LIDAR for measuring the temperature profile in water

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Andreas Rudolf aus Hanau

Juli 2013 – Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
Laser und Quantenoptik

Labor-Demonstration eines Brillouin-LIDARs
zur Messung des Temperaturprofils in Wasser

Lab demonstration of a Brillouin-LIDAR
for measuring the temperature profile in water

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von M.Sc. Andreas Rudolf aus Hanau

Referent: Prof. Dr. Thomas Walther
Korreferent: Prof. Dr. Thomas Halfmann

Tag der Einreichung: 02. Juli 2013
Tag der Prüfung: 24. Juli 2013

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:
URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-36121](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-36121)
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3612>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0
Deutschland
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Kurzzusammenfassung

Die Ozeane bedecken über 70% der Erdoberfläche. Aufgrund ihrer Ausdehnung und vielfältigen Kopplung an die Atmosphäre agieren sie als Motor des globalen Klimas. Der Wärmegehalt der Ozeane stellt dabei eine wichtige Kenngröße dar und wird aus der Temperaturverteilung ermittelt. Bislang existieren ausschließlich kontaktbasierte Verfahren, um vertikale Temperaturprofile der Ozeane aufzunehmen. Eine alternative berührungslose Messmethode ist daher wünschenswert und kann auf Basis eines Brillouin-LIDARs (*light detection and ranging*) implementiert werden. Es erlaubt die besonders flexible und flächendeckende Datenaufnahme aus der oberen Meeresschicht. Das Funktionsprinzip beruht auf der aktiven Erzeugung von spontaner Brillouin-Streuung im Wasser durch gepulste Laserstrahlung. Das rückgestreute Licht wird auf die dabei auftretende Frequenzverschiebung untersucht, die einen eindeutigen Zusammenhang mit der Wassertemperatur aufweist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Brillouin-LIDAR aufgebaut, charakterisiert und demonstriert. Es besteht aus einem gepulsten Faserverstärker als Strahlquelle, kombiniert mit einem atomaren Kantenfilter als Detektor. Beide Komponenten basieren auf nichtresonanten Techniken und sind daher ideal für die Integration in ein flugfähiges System geeignet. Der Ytterbium-dotierte Faserverstärker emittiert nach Frequenzverdopplung 10 ns lange Pulse mit einer Wiederholrate von 1 kHz und einer Energie von $93,5 \mu\text{J}$. Sie weisen eine Fourier-limitierte spektrale Bandbreite sowie eine hohe Energiestabilität und Strahlqualität auf.

Die Emissionswellenlänge von 543,3 nm ist auf das Detektorsystem abgestimmt, welches auf der $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Resonanz in Rubidium basiert. Durch Anlegen eines Magnetfelds wird ein *excited state Faraday anomalous dispersion optical filter* (ESFADOF) realisiert. Hierzu wurde ein maßgeschneidertes System von Permanentmagneten entwickelt, welches das notwendige Feld von rund 0,6 T auf der Gaszellenlänge von 39 mm mit einer hohen Homogenität von etwa $\pm 1\%$ bereitstellt. Der entstehende Kantenfilter überführt die Brillouin-Frequenzverschiebung in eine einfach messbare Änderung der Transmission. Mit 84,4% wurde die bislang höchste Transmission eines Rubidium-ESFADOFs erreicht.

Erstmals wurde das Gesamtsystem erfolgreich zur Messung von Wassertemperaturen eingesetzt. Zwei Wasserreservoirs stellten dabei beliebige Temperaturstufen zur Verfügung. Nach erfolgter Kalibration des Kantenfilters wurde der anschließende Temperaturverlauf beider Segmente passgenau reproduziert. Die erreichte Temperaturgenauigkeit von bis zu $0,07^\circ\text{C}$ markiert einen Meilenstein in der Entwicklung des Gesamtsystems. Die Funktionalität und das Potential des Brillouin-LIDARs zur genauen, orts aufgelösten Bestimmung von Wassertemperaturen wurden damit demonstriert.

Abstract

The oceans cover over 70% of the Earth's surface. Due to their extent and manifold coupling to the atmosphere they act as the engine of the global climate. The ocean heat content represents an important parameter and is deduced from the temperature distribution. So far, only contact based techniques exist to extract vertical temperature profiles of the oceans. Therefore, an alternative remote sensing technique is desirable and can be implemented by means of a Brillouin-LIDAR (*light detection and ranging*). It allows a particularly flexible and extensive data collection from the upper ocean layer. Its working principle involves the active generation of spontaneous Brillouin scattering in the water via pulsed laser radiation. The backscattered light is analyzed in terms of the arising spectral frequency shift, which shows an unambiguous dependence on the water temperature.

In the present thesis a Brillouin-LIDAR has been set up, characterized and demonstrated. It consists of a pulsed fiber amplifier as the laser source, combined with an atomic edge filter as the detector. Both components are based on non-resonant techniques and are therefore ideally suited for the operation within an airborne system. After frequency doubling, the ytterbium-doped fiber amplifier emits 10 ns pulses with a repetition rate of 1 kHz and a pulse energy of $93.5 \mu\text{J}$. They exhibit a Fourier-transform limited spectral bandwidth as well as high energy stability and beam quality.

The emission wavelength of 543.3 nm is tuned to the detector system, which is based on the $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ resonance in rubidium. By applying a magnetic field an *excited state Faraday anomalous dispersion optical filter* (ESFADOF) is implemented. To this end, a tailor-made system of permanent magnets has been developed, providing the necessary field of about 0.6 T along the vapor cell's length of 39 mm with a high homogeneity of approximately $\pm 1\%$. The resulting edge filter converts the Brillouin frequency shift into an easily measurable change of transmission. With 84.4% the so far highest transmission of a rubidium ESFADOF has been reached.

For the first time, the overall system was utilized successfully for the measurement of water temperatures. For this purpose, two water reservoirs were set up and created arbitrary temperature steps. After calibration of the edge filter, the following temperature changes within both water segments were reproduced precisely. The achieved temperature accuracy of up to 0.07°C marks a milestone within the development of the overall system. The functionality and the potential of the Brillouin-LIDAR for the accurate and spatially resolved measurement of water temperature profiles have thereby been shown.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Lasergestützte Fernerkundung von Wassertemperaturprofilen	5
2.1	Wasser	5
2.2	Kontaktbasierte Messverfahren	8
2.3	Fernerkundung	10
2.4	LIDAR - Light detection and ranging	11
2.5	Raman-Streuung in Wasser	13
2.6	Brillouin-Streuung in Wasser	14
2.6.1	Grundlagen	15
2.6.2	Systemanforderungen	20
2.6.3	Detektionsmethoden	21
2.6.4	Kennlinie eines Kantenfilters	23
2.6.5	Bisherige Arbeiten	25
3	Überblick über das Gesamtsystem	26
4	Die Strahlquelle	28
4.1	Faserverstärker	28
4.1.1	Grundlagen und Anwendungen	28
4.1.2	Vorzüge und Limitierungen	30
4.1.3	Fortschritte der Fasergeometrie	31
4.1.4	Ytterbium als Verstärkungsmedium	33
4.2	Vorarbeiten	34
4.3	Aufbau	36
4.3.1	Seed-ECDL und Vorverstärkung	36
4.3.2	Wellenlängenstabilisierung	38
4.3.3	Elektro-optische Pulserzeugung	39
4.3.4	Gepulster Faserverstärker	42
4.3.5	Frequenzverdopplung	44
4.4	Experimentelle Ergebnisse	45
4.4.1	Seed-ECDL und Vorverstärkung	45
4.4.2	Wellenlängenstabilisierung	45
4.4.3	Elektro-optische Pulserzeugung	46
4.4.4	Erste und zweite Faserverstärkerstufe	49
4.4.5	Dritte Faserverstärkerstufe und Frequenzverdopplung	53

5	Der Detektor	61
5.1	FADOF und ESFADOF	62
5.1.1	Grundlagen und Anwendungen	62
5.1.2	Transmission eines (ES)FADOFs	64
5.1.3	ESFADOF-Pumpprozess	67
5.1.4	Rubidium als Kantenfiltermedium	68
5.1.5	Spektrale Breite des Arbeitsübergangs	71
5.1.6	Vereinfachtes Transmissionsspektrum	74
5.2	Vorarbeiten	76
5.3	Magnetfeld-System	77
5.3.1	Grundlagen	78
5.3.2	Konzeption und Aufbau	80
5.3.3	Feldverlauf	82
5.3.4	Zellofen	83
5.4	Aufbau	85
5.4.1	Pumplaser	86
5.4.2	Spektroskopie	87
5.4.3	Absorptionsfilter und ESFADOF-Kantenfilter	89
5.5	Experimentelle Ergebnisse zum Absorptionsfilter	90
5.6	Experimentelle Ergebnisse zum ESFADOF	93
5.6.1	Variation der Pumpwellenlänge	93
5.6.2	Variation der Rubidium-Temperatur	95
5.6.3	Variation der Pumpleistung	98
5.6.4	Eignung für das Brillouin-LIDAR	100
6	Demonstration des Gesamtsystems	104
6.1	Wasserreservoir	104
6.2	Aufbau	106
6.3	Voruntersuchungen	110
6.4	Angewandter Temperaturverlauf	114
6.5	Ermittlung der Kennlinien	115
6.6	Auswertung des Temperaturverlaufs	119
7	Zusammenfassung und Ausblick	125
7.1	Zusammenfassung	125
7.2	Ausblick	127
A	Empirische Relationen der relevanten Kenngrößen von Wasser	130
	Literaturverzeichnis	133
	Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge	149
	Betreute Bachelor- und Masterarbeiten	151
	Lebenslauf	152
	Danksagung	153

Kapitel 1

Einleitung

Unsere Erde – der blaue Planet. Über 70% der Erdoberfläche sind von Wasser bedeckt. Allein die schiere Ausdehnung identifiziert die Ozeane als bedeutenden Teil unseres Ökosystems. Sie bilden zwar nicht den Hauptlebensraum des Menschen, prägen diesen aber maßgeblich über ihren Einfluss auf das Klima und Wetter [1]. Die Ursache liegt in der mannigfaltigen Kopplung der Atmosphäre an die oberste Wasserschicht. Diese wird als Durchmischungszone bezeichnet und erstreckt sich in Tiefen von typischerweise 10 m bis 200 m, abhängig von der geographischen Lage und der Jahreszeit. Permanent kommt es zum Wärme-, Impuls- und Stoffaustausch, angetrieben durch Sonneneinstrahlung, Windströmungen, Wellenbewegungen, Regen, Evaporation und Gezeitenkräfte [2, 3]. In der Folge werden gigantische Wassermassen kontinuierlich umgewälzt, resultierend in einem komplexen System weltweiter Ozeanströme. Das milde europäische Klima ist beispielsweise dem Golfstrom zu verdanken, über den warmes Wasser vom Golf von Mexiko nach Europa fließt [4].

Der Mensch nimmt die Ozeane vor allem als Nahrungsquelle, Transportweg und Erholungsort wahr. Gleichzeitig ist ihre oberste Wasserschicht jedoch auch der Ausgangspunkt schwerer Naturkatastrophen, wie dem Hurrikan Katrina im Jahr 2005 an der Golfküste der USA [5] oder den Hochwasserfluten in Mitteleuropa in den Jahren 2002 [6] und 2013. Es wird davon ausgegangen, dass solche extremen Ereignisse aufgrund der globalen Erwärmung zukünftig häufiger auftreten. Darüber hinaus stellt der steigende Meeresspiegel eine massive Bedrohung zahlreicher Küstengebiete dar. Bereits heute wohnen über 200 Millionen Menschen in Küstennähe unterhalb von 5 m über Normalnull – Tendenz stark steigend. Nach aktuellen Vorhersagen könnte der Meeresspiegel bis zum Ende des Jahrhunderts um 1,8 m steigen, bis zum Jahr 2300 gar um 5,1 m. Langfristig stehen somit äußerst kostspielige Schutzmaßnahmen oder der Rückzug in höhergelegene Regionen in Aussicht [1].

Zusammen mit der Befürchtung, dass der Klimawandel irreversibel sein könnte, wachsen auch die Bestrebungen ihn zu bremsen. Der rettende Einfluss von Gegenmaßnahmen wird auf Basis von Klimamodellen abgeschätzt. Zu deren Validierung und Weiterentwicklung werden umfangreiche Eingangsdaten benötigt. Die Ozeane als das mit Abstand größte Energiereservoir der Erde nehmen dabei eine zentrale Rolle ein. In der Zeit von 1950 bis 1990 stieg ihr globaler Wärmegehalt um mindestens eine Größenordnung mehr als jener der Atmosphäre [7].

Maßgeblich bestimmt wird der ozeanische Wärmegehalt durch die Wassertemperatur. Sie muss als Funktion der Tiefe und der geographischen Lage bekannt sein. Die Temperatur und Ausdehnung der Durchmischungszone ist dabei von

vorrangigem Interesse, da sie infolge der atmosphärischen Einflüsse den größten Schwankungen unterliegt. Die tiefergelegenen Schichten sind davon wesentlich abgeschotteter und können daher zuverlässiger modelliert werden [2, 3, 8].

Um Temperaturprofile der Ozeane aufzunehmen, werden zahlreiche Techniken eingesetzt. Hierbei wird eine enorme Bandbreite bezüglich Parametern wie der Genauigkeit, räumlichen Auflösung, maximalen Messtiefe oder Kosteneffizienz abgedeckt. Eine Eigenschaft wird jedoch von allen etablierten Methoden geteilt: der Sensor steht in direktem Kontakt mit dem Wasser und bestimmt die Temperatur somit *in situ* [3].

Als attraktive Alternative zu den kontaktbasierten Verfahren besteht hohes Interesse an einer berührungslosen Technik, mit der Tiefenprofile aus der Ferne ermittelt werden können. Da Wasser seine höchste Transparenz im sichtbaren Spektralbereich aufweist, bietet sich die lasergestützte Fernerkundung nach dem LIDAR¹-Prinzip an. Es beschreibt die orts aufgelöste Detektion von aktiv erzeugtem Streulicht. Die Grundbausteine eines LIDAR-Systems sind eine gepulste Laserstrahlquelle und ein optischer Detektor. Laserpulse werden an den Untersuchungs-ort geleitet und wechselwirken entlang des Strahls mit der dortigen Materie. Das dabei erzeugte Streulicht trägt physikalische Informationen über den Streuort. Es wird in Rückwärtsrichtung aufgefangen und hinsichtlich der bei der Wechselwirkung manipulierten Eigenschaften analysiert. Aufgrund der mit der Entfernung steigenden Lichtlaufzeit kann über die zeitlich aufgelöste Detektion ein vollständiges Profil entlang des Laserstrahls gewonnen werden. LIDAR-Systeme werden in einer kaum überschaubaren Zahl von Ausprägungen und Anwendungsfeldern erfolgreich eingesetzt. Stationäre Verfahren sind dabei ebenso vertreten wie mobile, flugfähige Varianten [9, 10].

Einen geeigneten Temperaturindikator in Wasser stellt spontane Brillouin-Streuung dar. Sie kann als optische Doppler-Verschiebung an bewegten Dichtefluktuationsen verstanden werden. Das gestreute Licht erfährt eine Frequenzverschiebung, die mit der Schallgeschwindigkeit des Wassers skaliert. Diese hängt in bekannter Weise von der Wassertemperatur ab. Aus der Messung der Frequenzverschiebung kann somit direkt auf die Temperatur geschlossen werden. Das schmalbandige spektrale Profil und die vergleichsweise kleine Temperaturabhängigkeit stellen jedoch hohe Anforderungen an die Erzeugung und Detektion der Brillouin-Streuung. Die spektrale Bandbreite der erzeugenden Laserpulse muss nahe der Fourier-Limitierung liegen, während von der Detektionstechnik ein Auflösungsvermögen im MHz-Bereich gefordert ist. Ein entsprechendes Laser- und Detektorsystem erlaubt die Messung der Wassertemperatur mit einer Genauigkeit im Bereich von 0,1°C [11–13].

Die Vision besteht in einem helikoptergetragenen Brillouin-LIDAR, welches im Überflug kontinuierlich Temperaturprofile des Ozeans aufnimmt. Hierdurch können Daten besonders kurzfristig und flächendeckend erhoben werden. Die erreichbare Messtiefe ist vorrangig durch die eingestrahlte Laserpulsenergie beschränkt. Erwartet werden bis zu 100 m [12]. Somit kann ein Brillouin-LIDAR flexibel den Wärmegehalt der Durchmischungszone ermitteln. Neben der Bereitstellung von wertvollen Daten für Klima- und Wettervorhersagen ist speziell auch der Einsatz

¹LIDAR - *L*ight *D*etection *A*nd *R*anging

in wirbelsturmbedrohten Küstenregionen denkbar. Die dortige Verteilung des Wärmegehalts ist essentiell für die Entstehung und Ausbreitung von Hurrikans, Zyklo-
nen und Taifunen [14]. Aus zeitnahen, schnellen Temperaturmessungen können
daher lebensrettende Vorhersagen abgeleitet werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau, der Charakterisierung
und Erprobung eines Brillouin-LIDARs in der Laborumgebung. Sie stellt die di-
rekte Fortsetzung der experimentellen Arbeiten und Dissertationsschriften von
K. Schorstein und A. Popescu dar [15, 16]. In deren Arbeiten wurde die sepa-
rate Entwicklung der beiden Hauptkomponenten des LIDAR-Systems begonnen.
Konkret handelt es sich dabei um einen frequenzverdoppelten Faserverstärker als
Strahlquelle und einen Detektor auf Basis eines atomaren Kantenfilters. Beide Sys-
teme wurden innerhalb dieser Arbeit konsequent weiterentwickelt und zu einem
Gesamtsystem vereint. Dessen Fähigkeit, Wassertemperaturen orts aufgelöst und
mit hoher Genauigkeit zu ermitteln, wurde in einem Demonstrationsexperiment
erfolgreich nachgewiesen.

Die Strahlquelle ist durch einen frequenzverdoppelten Ytterbium-Faserver-
stärker realisiert, der Pulse mit Fourier-limitierter spektraler Bandbreite emittiert.
Die Eingangsstrahlung des Faserverstärkers stellt ein vorverstärkter Diodenlaser
bereit. Aus dessen kontinuierlicher Strahlung werden kurze Nanosekundenpul-
se ausgeschnitten und dem dreistufigen Faserverstärker zugeleitet. Nach dortiger
Skalierung der Pulsenergie erfolgt abschließend die Frequenzverdopplung.

Das Detektorsystem ist zweistufig aufgebaut und verwendet Rubidium als Fil-
termedium. Das zu untersuchende Streulicht wird zunächst durch einen Absorpti-
onsfilter von elastischen Streuanteilen befreit. Anschließend überführt ein Kanten-
filter die Brillouin-Frequenzverschiebung in eine einfach messbare Änderung der
Transmission. Der Kantenfilter beruht auf dem Prinzip eines ESFADOFS² und nutzt
die wellenlängenabhängige Drehung der Polarisation in der Nähe einer Zeeman-
aufgespaltenen Absorptionslinie. Hierdurch entstehen steile Flanken in seinem
Transmissionsspektrum.

Die Gliederung dieser Arbeit unterteilt sich in sieben Kapitel. Nach dieser Ein-
leitung werden im zweiten Kapitel die Grundlagen eines Brillouin-LIDARs darge-
legt. Eingangs werden die relevanten Eigenschaften von Wasser und die ozeani-
sche Temperaturschichtung erläutert. Nach der Beschreibung der gängigen kon-
taktbasierten Messverfahren werden die Grundzüge der Fernerkundung und da-
bei im Speziellen die LIDAR-Technik diskutiert. Im Hauptteil dieses Kapitels wird
der Prozess der spontanen Brillouin-Streuung in Wasser vorgestellt und dessen
Eignung als Temperaturindikator herausgearbeitet. Aufbauend darauf werden die
Anforderungen an ein flugfähiges Brillouin-LIDAR formuliert, die möglichen De-
tektionsmethoden verglichen und die bisherigen Realisierungen vorgestellt. Ab-
schließend wird die typische Transmissionscharakteristik eines Kantenfilters dar-
gelegt.

Das dritte Kapitel bietet einen Kurzüberblick auf die Gesamtkonzeption des
in dieser Arbeit aufgebauten Brillouin-LIDARs. Es bildet damit die Schnittstelle
zwischen den vorangegangenen Grundlagen und den nachfolgenden Charakteri-

²ESFADOF - Excited State Faraday Anomalous Dispersion Optical Filter

sierungen der beiden Hauptkomponenten.

Das vierte Kapitel stellt die realisierte Strahlquelle auf Basis eines frequenzverdoppelten, gepulsten Ytterbium-Faserverstärkers vor. Zunächst werden die Grundlagen eines Faserverstärkers sowie dessen Vorzüge und Limitierungen diskutiert. Außerdem werden die entscheidenden Entwicklungsfortschritte der Fasergeometrie aufgezeigt, auf denen die heutige Attraktivität und Leistungsfähigkeit von Faserverstärkern beruht. Im Anschluss werden die Verstärkungseigenschaften des verwendeten Lasermediums Ytterbium vorgestellt und die relevanten Vorarbeiten diskutiert. Der Hauptteil des Kapitels widmet sich der schrittweisen Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der erzielten Ergebnisse. Im Zentrum des Interesses stehen die erzielbaren Pulsenergien. Die frequenzverdoppelte Strahlung wird zudem hinsichtlich der Strahlqualität, der Energiestabilität, des Spektrums und der zeitlichen Pulsform charakterisiert.

Im fünften Kapitel wird das Detektorsystem vorgestellt. Einleitend werden die relevanten Grundlagen des ESFADOs und des Arbeitsmediums behandelt. Nach Vorstellung der bisherigen Vorarbeiten wird die in dieser Arbeit entwickelte Anordnung von Permanentmagneten präsentiert, mit der ein besonders hohes und homogenes Magnetfeld erzeugt wird. Es stellt die entscheidende Komponente des ESFADOs dar, da es die Zeeman-Aufspaltung und somit die Lage der Transmissionskanten definiert. Anschließend wird der Gesamtaufbau des Detektors vorgestellt und charakterisiert. Dabei werden Betriebsparameter gefunden, die dem System die gewünschte Filtercharakteristik zur Detektion von Brillouin-Streuung verleihen.

Im sechsten Kapitel werden die Strahlquelle und der Detektor zusammengeführt und ihre Gesamtfunktionalität demonstriert. Erstmals wurden dabei Wassertemperaturprofile orts aufgelöst mit einem Kantenfilter aufgenommen. Hierzu wurden zwei Wasserreservoirs aufgebaut, die in Kombination beliebige Temperaturstufen bereitstellen. Die Kalibration des Kantenfilters wird im Detail dokumentiert und auf einen unbekannten Temperaturverlauf angewandt. Die erreichbare Temperaturgenauigkeit wird diskutiert. Sie erreicht durch Mittelung von Einzelmessungen hervorragende Werte.

Abschließend wird diese Arbeit in der Zusammenfassung auf den Punkt gebracht. Im Ausblick werden Weiterentwicklungsschritte diskutiert, die in naher Zukunft die Felderprobung des Brillouin-LIDARs ermöglichen können.

Kapitel 2

Lasergestützte Fernerkundung von Wassertemperaturprofilen

Die Vermessung der Temperaturverteilung der Ozeane ist eine bedeutende Teilaufgabe der physikalischen Ozeanographie. Zu ihrer Bewältigung sind zahlreiche Messmethoden entwickelt worden. Sie erfordern allesamt den direkten Kontakt des Temperatursensors zum Wasser. Eine Ausnahme bilden satellitengestützte Verfahren, die jedoch nur die Oberflächentemperatur ermitteln und dabei eine geringe laterale Auflösung bieten. Die Bestrebungen dieser Arbeit richten sich daher auf die erstmalige Realisierung eines berührungslosen optischen Messverfahrens, welches die Volumentemperatur von Wasser mit hoher Ortsauflösung bestimmen kann. Es basiert auf dem Prinzip eines LIDARs und ist für den operativen Einsatz von einem Hubschrauber aus vorgesehen. Die Bandbreite der Temperaturmessmethoden würde hierdurch um eine vielseitige Alternative erweitert.

Dieses Kapitel stellt die Grundlagen zur Realisierung eines geeigneten LIDAR-Systems vor. Zunächst wird der Bedarf nach einer berührungslosen Messtechnik verdeutlicht, indem die ozeanische Temperaturschichtung erläutert und die aktuellen Methoden vorgestellt werden. Anschließend werden die Grundlagen der Fernerkundung, speziell der lasergestützten, dargelegt. Im Detail wird der vorgesehene optische Temperaturindikator vorgestellt, woraus die erreichbare Genauigkeit und die gestellten Systemanforderungen abgeleitet werden. Der Fokus liegt abschließend auf der Diskussion der möglichen Detektionstechniken.

2.1 Wasser

Das vertikale Temperaturprofil der Ozeane kann in drei charakteristische Zonen unterteilt werden. Abbildung 2.1 illustriert dies anhand eines schematischen (links) und eines gemessenen Temperaturprofils (rechts). Die oberste Schicht ist die Durchmischungszone. Sie steht in permanenter, vielseitiger Wechselwirkung mit der Atmosphäre. Bedingt durch die windgetriebene Wassenumwälzung ist die Durchmischungszone nahezu frei von Temperatur-, Salzgehalt- und Dichtegradi-enten. Ihre Ausdehnung und Temperatur ändern sich auf der Zeitskala von Tagen. Typischerweise erreicht sie Tiefen zwischen 10 m und 200 m [3]. Unterhalb der Durchmischungszone fällt die Temperatur in der sogenannten Thermokline rapide ab. Sie erstreckt sich in Tiefen von bis zu 2 km und geht in die Tiefsee über, deren Temperaturverlauf nahezu konstant ist. Das Profil des Salzgehalts ist im Allgemeinen nicht an das der Temperatur gekoppelt und besitzt keine bekannte

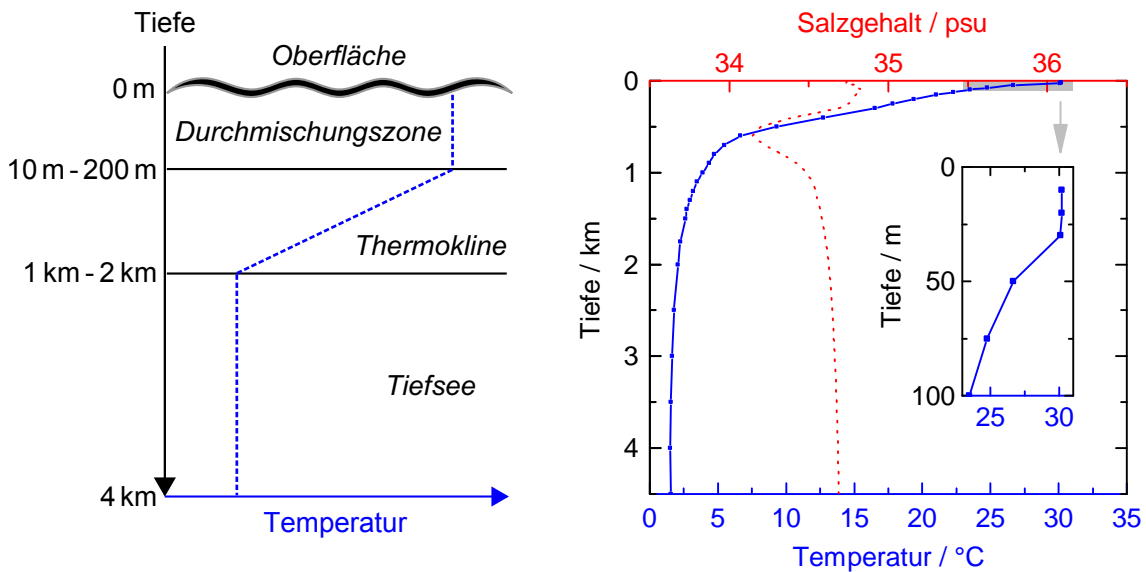


Abbildung 2.1: Schematisches (links) und gemessenes Temperaturprofil (rechts) des Ozeans. Zusätzlich ist das gemessene Salzgehaltprofil eingezeichnet. Der grau hinterlegte Bereich ist vergrößert dargestellt und verdeutlicht die Durchmischungszone sowie den Übergang zur Thermokline. Die Messdaten wurden am 16. Juli 2010 im Philippinenbecken des Pazifischen Ozeans zwischen Japan und Australien (18° nördlicher Breite, 137° östlicher Länge) von einer CTD-Sonde aufgezeichnet und der World Ocean Database 2009 entnommen [18, 19]. Die Funktionsweise einer CTD-Sonde wird in Abschnitt 2.2 erläutert.

Schichtstruktur. Der rechts dargestellte Verlauf ist daher exemplarischer Natur.

Die Temperaturschichtung hängt stark vom geographischen Standort und den saisonalen Wettereinflüssen ab, insbesondere in den mittleren Breitengraden. Hauptmotor der Variationen ist der wechselseitige Einfluss der Atmosphäre sowie die Sonneneinstrahlung. Die vergleichsweise kleine Durchmischungszone stellt dabei den Vermittler zwischen den oberflächennahen Wechselwirkungen und den tieferen abgeschotteten Meeresschichten dar. Die innerhalb der Durchmischungszone ablaufenden Prozesse sind Gegenstand intensiver Modellbildung und verknüpft mit Fragen der Klimaentwicklung, Biologie und Meeresverschmutzung. Das in dieser Arbeit entwickelte Brillouin-LIDAR zielt speziell auf die Vermessung der Durchmischungszone und deren Übergang in die Thermokline ab. Hieraus kann der Energiegehalt gewonnen werden, der eine wertvolle Eingangsgröße für theoretische Modelle der Temperaturschichtung darstellt [3, 8, 17].

In Abbildung 2.2 ist die gesamte Wassermenge aller Ozeane nach Temperatur und Salzgehalt aufgeschlüsselt. Die Wassertemperatur variiert zwischen dem Gefrierpunkt und Werten über 30°C . Die Durchschnittstemperatur beträgt $3,5^\circ\text{C}$ und wird durch das Tiefseewasser dominiert, welches über 90% der Gesamtwassermenge einnimmt. Der Salzgehalt beträgt im Mittel $34,7\text{‰}$ [3] und zeigt vergleichsweise geringe Variationen. Fry et al. analysierten die Schwankungen systematisch über einen Zeitraum von 90 Jahren [13]. Untersucht wurden über 75.000 Datensätze an 113 verschiedenen Orten. Dabei wurden geographische und saisonale Abhängigkeiten gefunden, die zeitlich konstant sind. Die ermittelte Standardabweichung beläuft sich in 92% aller untersuchten Datensätze auf weniger

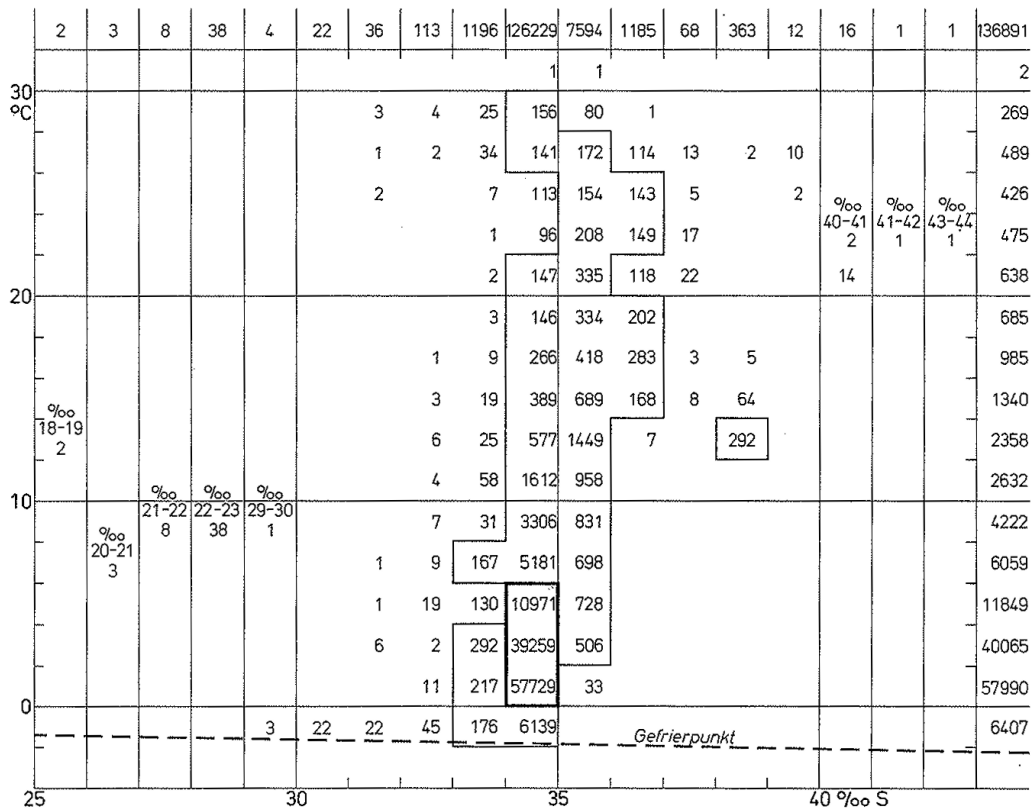


Abbildung 2.2: Mengen Meerwasser in 10^4 km^3 im Weltmeer mit bestimmten Temperaturen und Salzgehalten aus [20]. Die dicke Umrahmung schließt 75%, die dünne Umrahmung 99% des Meerwassers ein. Zahlen am oberen bzw. rechten Rand geben die Wassermengen an, die auf die jeweiligen Salzgehalts- bzw. Temperaturstufen entfallen.

als 1‰, in 50% der Fälle sogar auf unter 0,5‰. Auf Basis historischer Daten können folglich Vorhersagen des Salzgehalts getroffen werden. Die Bedeutung dieses Erkenntnis für die Temperaturgenauigkeit des Brillouin-LIDARs wird an späterer Stelle in diesem Kapitel diskutiert.

Das Absorptionsspektrum von Wasser entscheidet darüber, wie tief elektromagnetische Strahlung in ein Wasservolumen eindringen kann. Es ist daher bei der Wahl einer Fernerkundungswellenlänge von entscheidender Bedeutung. In Abbildung 2.3 wird das Spektrum von reinem Wasser in zwei verschiedenen Skalierungen präsentiert. Die linke breitbandige Darstellung offenbart, dass Wasser überwiegend opak ist. Hierfür sind drei verschiedene Anregungsprozesse des Wassermoleküls verantwortlich: Langwellige Strahlung ab dem fernen Infrarot regt Rotationszustände an, während mit mittel- und nahinfraroter Strahlung höhere Vibrationszustände besetzt werden. Schließlich regt kurzwellige Strahlung ab dem Vakuum-UV elektronische Übergänge an. Lediglich im blau-grünen Spektralbereich öffnet sich ein Transparenzfenster mit Absorptionen unterhalb von $0,1 \text{ m}^{-1}$. Es ist damit prädestiniert für die lasergestützte Fernerkundung. Die Detaildarstellung des optischen Spektralbereichs (rechts) zeigt das Absorptionsspektrum zusätzlich für typische Chlorophyllkonzentrationen, wie sie insbesondere in Küstennähe auftreten. Mit steigendem Gehalt verschiebt sich das Minimum in den grü-

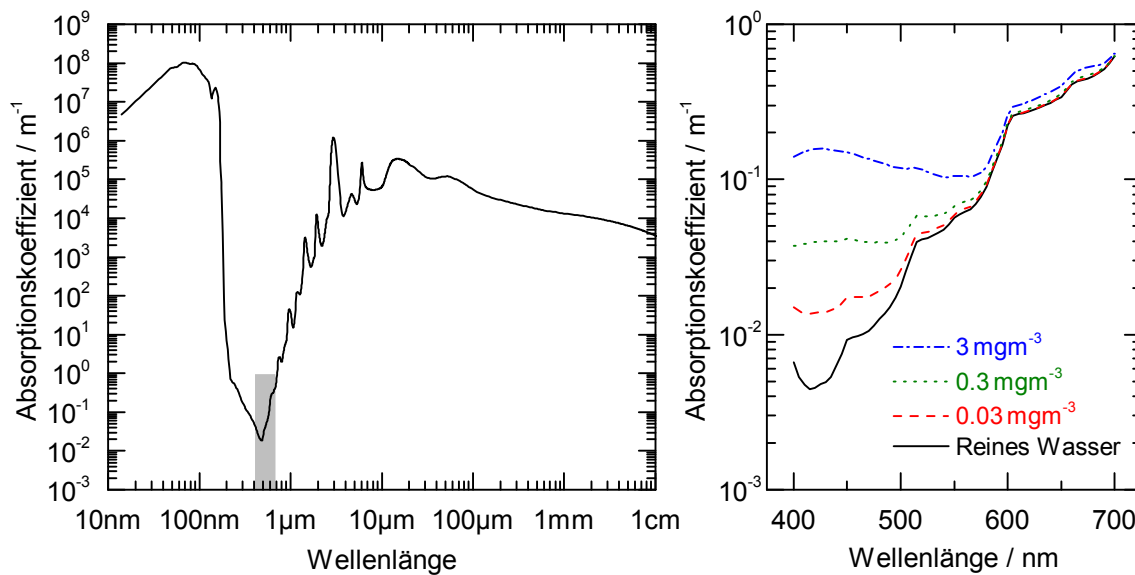


Abbildung 2.3: Absorptionskoeffizient von Wasser als Funktion der Wellenlänge elektromagnetischer Strahlung. (links) Breitbandiges Spektrum nach Daten von Segelstein [21] in doppelt logarithmischer Darstellung. (rechts) Optisches Spektrum für reines Wasser nach Daten von Pope und Fry [22] sowie für verschiedene Chlorophyllkonzentrationen nach Daten von Morel [23] in einfach logarithmischer Darstellung. Das im linken Teil grau hinterlegte Rechteck entspricht dem rechts gezeigten Darstellungsbereich.

nen Spektralbereich, wo der Absorptionskoeffizient nur leicht variiert zwischen 0,05 m⁻¹ und 0,1 m⁻¹. In diesen Bereich fällt mit 543,3 nm die Betriebswellenlänge dieser Arbeit. Sie stellt einen gelungenen Kompromiss zwischen einer möglichst geringen Absorption von Wasser, der Verfügbarkeit einer intensiven Laserquelle und den Detektionsanforderungen dar.

2.2 Kontaktbasierte Messverfahren

Temperaturprofile der Ozeane werden aktuell mit einer Vielzahl kontaktbasierter Methoden aufgenommen. Berührungslose Verfahren sind bislang nicht etabliert. Lediglich die Oberflächentemperatur der Ozeane kann durch Infrarot- und Mikrowellenradiometer an Bord von Satelliten mit Genauigkeiten von unter 1°C ermittelt werden [24, 25]. Zudem vermessen Satellitenaltimeter den Anstieg des Wasserspiegels [26], der durch die globale Erderwärmung und das Schmelzen der polaren Eiskappen bedingt ist. Im Folgenden werden die verbreitetsten Verfahren zur Aufnahme von vertikalen Temperaturprofilen vorgestellt.

Die präzisesten Temperaturdaten mit einer Genauigkeit von bis 0,001°C werden mit CTD-Sonden erhoben. Gleichzeitig ist der Zeit- und Investitionsaufwand hoch. Von Forschungsschiffen aus werden die Sonden entlang eines Drahts in mehrere tausend Meter Wassertiefe hinab gelassen und anschließend wieder geborgen. Mit Präzisionssensoren wird dabei kontinuierlich die Leitfähigkeit (*Conductivity*), Temperatur (*Temperature*) und Tiefe (*Depth*) gemessen. Aus diesen Größen werden weitere Wasserparameter wie der Salzgehalt bestimmt. Neben den Sensoren

enthält die Sonde Wasserschöpfer, mit denen Probenwasser aus unterschiedlichen Tiefen für spätere Laboranalysen gesammelt wird. Alternativ können CTD-Sonden auch am Meeresboden verankert werden und selbstständig komplette Temperaturprofile aufnehmen [27].

Expandable Bathythermographs (XBT) sind Einwegsensoren, die im Wesentlichen aus einem Fallkörper, einem Thermistor und einer Messdrahtspule bestehen. Sie werden manuell oder automatisiert von zivilen Schiffen abgesetzt. Während des freien Falls im Wasser senden sie über den Messdraht kontinuierlich die gemessene Temperatur mit einer Unsicherheit von $0,1^{\circ}\text{C}$. Die Wassertiefe wird als Funktion der Fallzeit ermittelt. Bei Erreichen der Maximaltiefe (je nach Modell zwischen 200 m und 1830 m) reißt der Draht und der XBT geht auf dem Meeresboden verloren. Die World Ocean Database zählt bis zum Jahr 2009 über zwei Millionen aufgenommene XBT-Profilen [18]. XBTs werden als kosteneffizienteste Methode zur Aufnahme von Temperaturprofilen angesehen [28]. Die weiterentwickelten *Airborne XBT* (AXBT) werden von Flugzeugen abgeworfen, treten fallschirmgebremst in die Wassersäule ein und senden die Temperaturdaten per Funk an das Flugzeug [29].

Drifter und Gleiter sind autonome Messsysteme, die nach ihrer Aussetzung selbstständig Tauchzyklen durchführen und dabei die Temperatur und andere Messgrößen ermitteln. Auf- und Abstieg in der Wassersäule sind durch pumpengetriebene Dichteänderungen realisiert. Die Messdaten werden an der Wasseroberfläche per Funk an die Basisstation gesendet. Im Rahmen des Forschungsverbunds ARGO wurde ein Netzwerk von aktuell über 3500 weltweit verteilten Driftern geschaffen [30], die in Tiefen von bis zu 2000 m vordringen. Pro Jahr gehen ca. 800 Drifter defekt verloren. Daher werden stetig neue Drifter ausgesetzt um die Netzwerkgröße konstant zu halten.

Akustische Thermometer nutzen die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit und die geringe Dämpfung von Schallwellen in Wasser aus. Unter Wasser installierte Schallquellen senden Schallimpulse aus, deren Laufzeiten von einem Empfängernetzwerk detektiert werden. Aus den Messdaten können horizontale und vertikale Temperaturprofile errechnet werden. Im Rahmen des ATOC-Projekts (*Acoustic Thermometry of Ocean Climate*) wurde in den Jahren von 1996 bis 2006 im nördlichen Pazifik ein entsprechendes System betrieben. Bedingt durch die großen Sender-Empfänger-Distanzen zwischen 1500 m und 5500 m ist die Ortsauflösung vergleichsweise gering [31].

Keine der vorgestellten Methoden stellt den Anspruch, alleinig eine allumfassende Vermessung der ozeanischen Temperaturverteilung hervorzubringen. Vielmehr ergänzen sich die Verfahren gegenseitig bezüglich Genauigkeit, örtlicher und zeitlicher Auflösung, Messtiefe, Flexibilität und Kosteneffizienz. Ein helikoptergetragenes Fernerkundungssystem würde sich sinnvoll in die bestehende Reihe der kontaktbasierten Verfahren integrieren und deren Fähigkeiten erweitern. Aufgrund der Mobilität im Luftraum ermöglicht es eine besonders flexible, zeitnahe und flächendeckende Aufnahme von Temperaturprofilen der oberen Meereschicht. Darüber hinaus ist auch der Einsatz über Binnengewässern und entlang von Flüssen denkbar.

2.3 Fernerkundung

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen von Fernerkundungssystemen dargestellt und die verschiedenen Verfahren voneinander abgegrenzt. Fernerkundung (*remote sensing*) bezeichnet den Gewinn von Informationen über entfernte Objekte und Stoffe, ohne einen Direktkontakt herzustellen. Der Begriff bezieht sich in der Regel auf entsprechende Untersuchungen der Erdoberfläche, der Atmosphäre und der Ozeane. Im erweiterten Sinne werden auch die Planeten und Monde unseres Sonnensystems sowie Exoplaneten erforscht. Als Informationsträger und -übermittler dient elektromagnetische Strahlung, die über eine Vielzahl von Prozessen mit Materie in Wechselwirkung tritt. Hierzu zählen u.a. Reflexion, Streuung, Absorption und Fluoreszenz. Der nutzbare Spektralbereich erstreckt sich von Mikrowellen über den infraroten und sichtbaren Bereich bis hin zu UV-Strahlung. Jedes Objekt besitzt, abhängig von seinen physikalischen Eigenschaften, eine individuelle spektrale Signatur. Fällt Strahlung wechselwirkend auf ein Objekt ein, so wird die Signatur auf das rückgesandte Strahlungsfeld übertragen. Durch geeignete Detektion des Strahlungsfelds kann das Objekt zuverlässig identifiziert und charakterisiert werden.

Im Vergleich zu kontaktbasierten Messverfahren, können mithilfe von Fernerkundungstechniken innerhalb kurzer Zeit große Datenmengen über ausgedehnte Areale gesammelt werden – auch dann, wenn das Untersuchungsgebiet weit entfernt, schwer erreichbar oder risikobehaftet ist. Der Einsatz von Fernerkundungssystemen ist dabei auf keinen bestimmten Betriebs- oder Untersuchungsort limitiert. Neben dem stationären Einsatz in Laboren und Observatorien eröffnen moderne mobile Systeme in Fahrzeugen, Schiffen, Flugzeugen und Satelliten den Blick auf die gesamte Erde.

Grundsätzlich wird zwischen aktiven und passiven Fernerkundungsverfahren unterschieden, je nachdem, ob das zu untersuchende Objekt durch ein zusätzlich eingestrahltes Feld gezielt zur Abstrahlung angeregt wird oder nicht. Passive Verfahren arbeiten ohne eigene Strahlungsquelle und nutzen die Felder der Sonne und der Erde. Zur Detektion stehen ausschließlich reflektierte und gestreute Sonnenstrahlung, sonneninduzierte Fluoreszenz sowie die erdeigene thermische Strahlung zur Verfügung. Bekannte Beispiele passiver Systeme sind Radiometer sowie Licht- und Wärmebildkameras.

Die aktiven Verfahren senden üblicherweise gepulste Strahlung aus. Objekte können daher nicht nur detektiert, sondern über die Signallaufzeit auch lokalisiert werden (*detection and ranging*). Man unterscheidet je nach verwendetem Spektralbereich zwischen Methoden auf Basis von Funkwellen und Lichtwellen, wobei sich die Akronyme RADAR (RAdio Detection And Ranging) und LIDAR (Light Detection And Ranging) durchgesetzt haben.

RADAR-Systeme werden universell in einer Vielzahl von Anwendungen eingesetzt. Als prominente Beispiele seien das Bord-RADAR als Navigationshilfe von Flugzeugen im Luftraum sowie das Wetter-RADAR zur Identifikation von Niederschlagsfronten genannt. Da Wolken und Nebel wesentlich transparenter für Mikrowellen als für optische und infrarote Strahlung sind, gewähren RADAR-Verfahren eine allwettertaugliche Datenerhebung.

2.4 LIDAR - Light detection and ranging

LIDAR ist ein aktives Fernerkundungsverfahren zur berührungslosen Messung von physikalischen Größen unter Verwendung optischer Strahlung. Die experimentellen Anfänge reichen bis in die 1930er Jahre zurück. Mithilfe kontinuierlicher und gepulster Weißlichtquellen wurden atmosphärische Kenngrößen wie die Luftdichte und die Wolkenhöhe bestimmt [32]. Mit der Realisierung des Lasers im Jahr 1960 [33], dessen gütegeschalteten Pulsbetriebs [34] und der optisch nichtlinearen Frequenzkonversion [35] begann die moderne LIDAR-Ära. Fortan stand intensive, beugungsbegrenzte, kohärente Strahlung im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Spektralbereich zur Verfügung. Die Stabilität, Robustheit und Effizienz von Lasersystemen wurde in der Folge stetig verbessert und erlaubt zuverlässige Langzeitmessungen. Mobile LIDAR-Systeme profitierten von der Inbetriebnahme des globalen Navigationssatellitensystems (*global navigation system*, GPS). In Kombination mit einem Inertialsensor (*inertial measurement unit*, IMU) kann die Lage und Position der Messeinheit präzise bestimmt werden.

Der prinzipielle Aufbau eines LIDAR-Systems ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der Strahl der Laserquelle wird zunächst aufgeweitet, um die Divergenz zu minimieren. Insbesondere bei flugfähigen Systemen folgt eine Umlenkvorrichtung, z.B. in Form rotierender oder galvanometrisch bewegter Spiegel. Hierdurch wird die Strahlage entweder stabilisiert oder gezielt periodisch über den Untersuchungsbereich bewegt. Entlang seiner Propagationsstrecke wechselwirkt der Laserstrahl mit Materie und erzeugt Signalstrahlung. Die Empfangsoptik besteht zumeist aus einem Spiegelteleskop. Es fängt die rückwärtige Signalstrahlung coaxial zum eingestrahnten Laser auf und leitet sie dem optischen Detektor zu. Die erzeugte Signalstrahlung ist oftmals von breitbandiger Hintergrundstrahlung, z.B. reflektiertem Sonnenlicht, begleitet. Viele Anwendungen sind daher nur durch den Einsatz spektral besonders schmalbandiger und effizienter Detektorsysteme möglich. Abschließend sichert die Datenaufnahme die gewonnenen Messwerte gemeinsam mit den Betriebsparametern des Lasers sowie den GPS- und IMU-Koordinaten.

Aus der Laufzeit t des Lichts kann die Entfernung x des Streuorts gemäß

$$x = \frac{c}{2n} \cdot t \quad (2.1)$$

bestimmt werden. Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Propagationsmediums. Die erreichbare Ortsauflösung hängt von der Pulsdauer Δt ab und beträgt

$$\Delta x = \frac{c}{2n} \cdot \Delta t. \quad (2.2)$$

Mit sinkender Pulsdauer wird ein zeitlich schärferes Antwortsignal erzeugt und somit die Ortsauflösung gesteigert. Sollen spektral schmalbandige Rückstreusignale erzeugt werden, so kann die Ortsauflösung jedoch nicht durch beliebiges Verkürzen der Pulsdauer erhöht werden. Die minimal mögliche spektrale Bandbreite $\Delta \nu$ der Laserpulse steigt aufgrund des Fourier-Theorems antiproportional

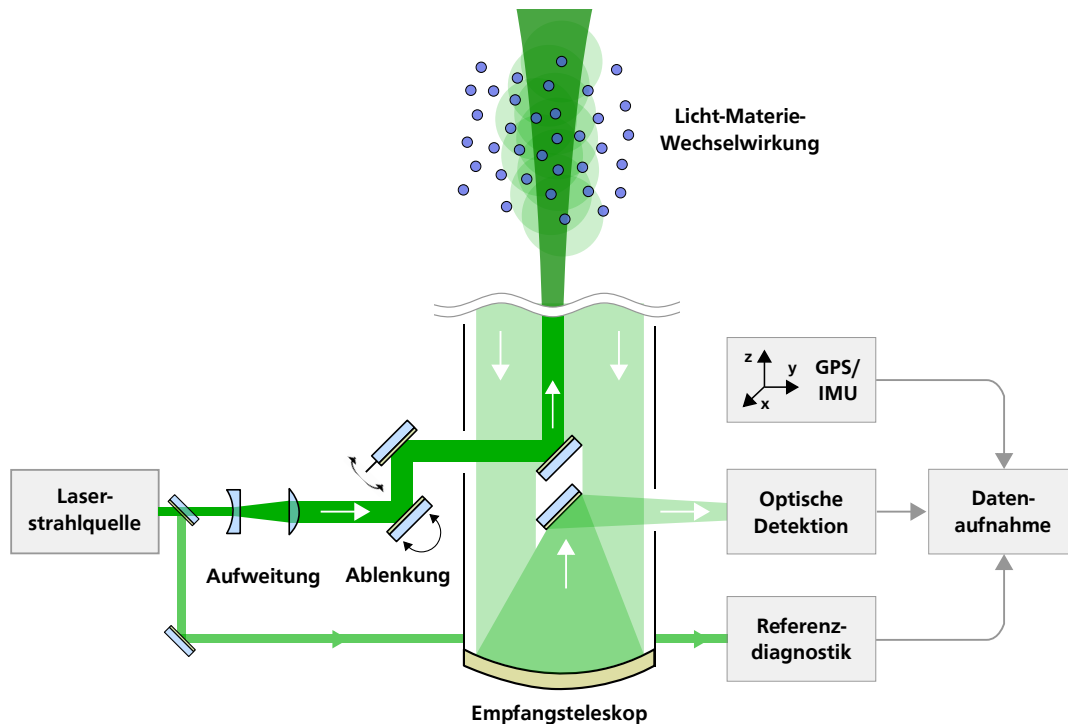


Abbildung 2.4: Grundlegender Aufbau eines LIDAR-Systems. Das Laserlicht der Strahlquelle wird über die Aufweitungs- und Ablenkungsoptiken zum Untersuchungsort geleitet und wechselwirkt dort mit der zu untersuchenden Materie. Das entstehende Streulicht wird vom Empfangsteleskop aufgelesen und dem optischen Detektionssystem zugeleitet. Die Datenaufnahme bündelt die gewonnenen Daten mit den Orts- und Lagekoordinaten sowie den Betriebsparametern der Strahlquelle.

mit der Pulsdauer. Für einen zeitlich Gauß-förmigen Intensitätsverlauf ergibt sich das Pulslängen-Bandbreiten-Produkt zu [36]

$$\Delta t \cdot \Delta \nu = 0,441. \quad (2.3)$$

Die Ortsauflösung Δt und die Fourier-limitierte Bandbreite $\Delta \nu$ müssen daher gegenseitig ausbalanciert werden.

Die Anwendungsgebiete der LIDAR-Technik sind aufgrund der vielfältigen Wechselwirkung von Licht mit Materie breit gefächert und werden an dieser Stelle exemplarisch beleuchtet. Im einfachsten Fall wird eine optische Abstandsmessung durchgeführt. Im Bereich der Kartographie werden mit flugfähigen LIDAR-Systemen topographische Profile der Erdoberfläche erstellt. Die Auswertung von Mehrfachstreuungen erlaubt dabei sogar die Bestimmung der Höhe und Dichte von verschachtelten Strukturen, wie z.B. Waldgebieten [37]. In der Robotik und in Autopilotsystemen wird LIDAR zur schnellen, hochauflösenden Objekterkennung eingesetzt [38]. Ein weiteres, prominentes Beispiel ist die Messung der Entfernung von der Erde zum Mond (*Lunar Laser Ranging*, LLR). Beginnend mit der Apollo 11-Mission wurden insgesamt fünf Retroreflektoren auf der Mondoberfläche installiert [39]. Die Messgenauigkeit hat in jüngster Zeit den Bereich von 1 mm erreicht [40].

Physikalische Informationen über den Streuort werden u.a. mithilfe von Lichtstreuungsprozessen gewonnen. In der Atmosphäre sind darüber zentrale Parameter wie Temperatur, Druck, Dichte, Feuchte und Wind zugänglich. Elastische Rayleigh-Streuung tritt an Strukturen und Teilchen auf, die klein im Vergleich zur Lichtwellenlänge sind. Sie ist daher geeignet zur Bestimmung des Drucks und der Turbulenzen klarer Luft. Elastische Mie-Streuung bezieht sich auf sphärische Teilchen, deren Größe vergleichbar mit der Lichtwellenlänge ist. Sie findet Anwendung in der Detektion von atmosphärischem Staub, Nebelschichten sowie der Höhe und Dichte von Wolken. Raman-Streuung wird genutzt, um Temperaturprofile der Atmosphäre aufzunehmen. Durch kombinierte Detektion der Streuprozesse werden umfangreiche Profile aller atmosphärischen Schichten gewonnen [41].

Zur Detektion von Spurengasen wurde *differential absorption* LIDAR (DIAL) entwickelt. Hierbei werden zwei Laserwellenlängen ausgesandt, von denen eine stärker als die andere vom zu untersuchenden Gas absorbiert wird. Die daraus ermittelte differentielle Absorption ist unabhängig von Störeinflüssen und erlaubt die direkte Bestimmung der absoluten Gaskonzentration. Eines der mit DIAL routinemäßig detektierten Spurengase ist Ozon. Ein hubschrauberbasiertes DIAL-System wurde vom Deutschen Luft- und Raumfahrtzentrum (DLR) realisiert: CHARM (*CH₄ Airborne Remote Monitoring*) überwacht im Überflug Erdgaspipelines auf den Austritt von Methan [42].

In der Ozeanographie werden LIDAR-Systeme zur Erstellung topographischer Karten des küstennahen Meeresbodens eingesetzt (*Airborne Laser Bathymetry, ALB*) [43]. Zudem können Fische und Unterwasserobjekte erkannt und klassifiziert werden [44]. Durch die Detektion laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) werden Öl- und Chemikalienverschmutzungen, Algen und gelöste organische Stoffe detektiert [45]. In den folgenden Abschnitten wird zunächst auf Raman- und anschließend ausführlich auf Brillouin-Streuung in Wasser eingegangen. Über beide Streuprozesse kann die Wassertemperatur bestimmt werden. Aufgrund der anspruchsvollen Detektion existieren in diesem Bereich bislang keine routinemäßig eingesetzten LIDAR-Systeme.

2.5 Raman-Streuung in Wasser

Raman-Streuung bezeichnet die inelastische Streuung an Molekülen, bei der Rotations- und Vibrationszustände angeregt werden. Wasser weist eine große Stokes-Verschiebung im Bereich von 3350 cm^{-1} auf. Es liegt in monomerer und polymerer Form mit jeweils leicht unterschiedlichen Verschiebungen vor. Dies ist in Abbildung 2.5 (links) dargestellt. Das Konzentrationsverhältnis der beiden Formen ist temperaturabhängig und anhand des Raman-Spektrums nachvollziehbar. Gemessene Raman-Spektren über einen weiten Bereich der Wassertemperatur sind in Abbildung 2.5 (rechts) dargestellt und verdeutlichen, dass das Konzentrationsverhältnis als Temperaturindikator dienen kann.

Die Breitbandigkeit des Raman-Spektrums von ca. 20 nm stellt einen entscheidenden Nachteil bei der Anwendung in einem LIDAR-System dar. Störeinflüsse durch reflektierte Sonnenstrahlung sowie selektive Absorption und Fluoreszenz

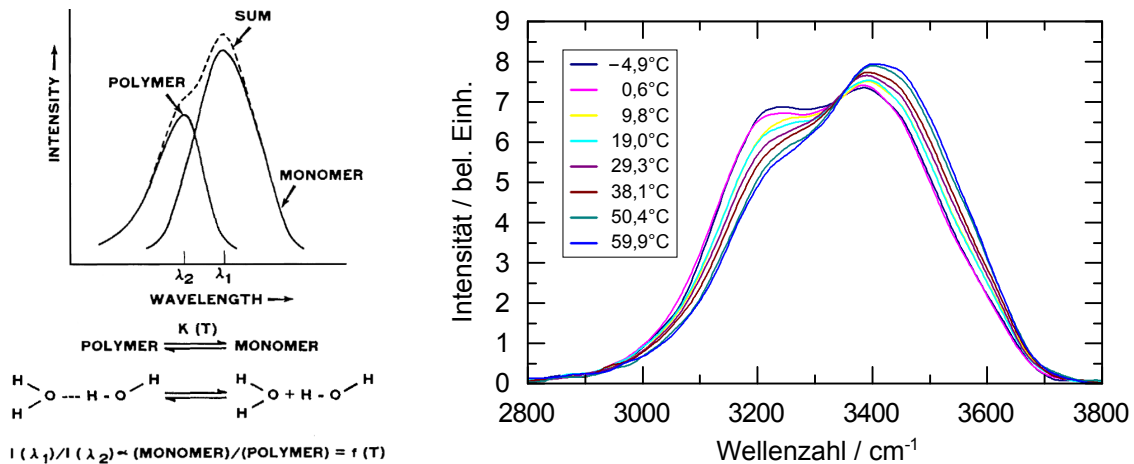


Abbildung 2.5: Spektrum der Raman-Streuung in Wasser. (links) Schematische Darstellung des polymeren und des monomeren Anteils sowie deren Summe, entnommen aus [46]. (rechts) Gemessene Spektren bei Temperaturen zwischen $-4,9^\circ\text{C}$ (unterkühltes Wasser) und $59,9^\circ\text{C}$ nach [47]. Der dargestellte Spektralbereich besitzt bei einer Wellenlänge von 543,3 nm einer Breite von 29,5 nm.

von organischem Material limitieren die Temperaturgenauigkeit [46]. Zudem beschränkt die Größe der Raman-Verschiebung mit Blick auf das Absorptionsspektrum von Wasser (siehe Abschnitt 2.1) die Auswahl sinnvoller Anregungswellenlängen auf den blauen Spektralbereich. Bei einer grünen Anregungswellenlänge liegt die Verschiebung nahe 100 nm und damit im roten Spektralbereich, wo nur geringe Penetrationstiefen in Wasser erreicht werden können.

Zur Extraktion der Temperaturinformation sind verschiedene Methoden entwickelt worden. Die Zwei-Farben-Technik setzt auf das Intensitätsverhältnis zweier Bereiche des Raman-Spektrums, welche von jeweils einer der beiden Spezies dominiert werden. Ein Feldtest auf Basis dieser Methode wurde im Jahr 1979 von Leonard et al. mit einer Temperaturgenauigkeit von 1°C durchgeführt [46]. Die Depolarisationstechnik nutzt aus, dass die polymere im Gegensatz zur monomeren Form einen veränderten Polarisationszustand besitzt, verglichen mit der eingestrahlichten Polarisation [48]. In jüngerer Zeit wurden diese Ansätze aufgrund der genannten limitierenden Störfaktoren nicht weiter zur Entwicklung eines LIDAR-Systems verfolgt. Ein neuerer Ansatz basiert auf einem Algorithmus, der den Gesamtverlauf eines gemessenen Raman-Spektrums mit einer Datenbank gesammelter Spektren bei bekannten Wasserparametern vergleicht [47,49]. Die erfolgreiche Anwendbarkeit dieser Methode ist momentan noch nicht absehbar.

2.6 Brillouin-Streuung in Wasser

Das in dieser Arbeit realisierte LIDAR-System nutzt den Effekt der spontanen Brillouin-Streuung als Indikator der Wassertemperatur. Der Effekt wurde erstmals Mitte der 1970er Jahre für diesen Zweck vorgeschlagen und ist seitdem Gegenstand zahlreicher Bemühungen, ein praktikables LIDAR-System zu verwirklichen. In diesem Abschnitt werden die Entstehung und das Spektrum der spontanen

Brillouin-Streuung vorgestellt und erläutert. Anhand dessen werden die Vorzüge gegenüber der Ausnutzung von Raman-Streuung aufgezeigt.

2.6.1 Grundlagen

Spontane Brillouin-Streuung bezeichnet die inelastische Streuung von Licht an permanent auftretenden thermischen Dichtefluktuationen in einem Medium. Die ersten theoretischen Beschreibungen gehen auf Mandel'stham [50] und Brillouin [51] in den Jahren 1918 und 1921 zurück und wurden 1930 von Gross erstmals experimentell bestätigt [52]. Die Dichtefluktuationen werden durch isentropische Fluktuationen des Drucks verursacht und breiten sich statistisch verteilt in allen Raumrichtungen mit der Schallgeschwindigkeit des Mediums aus. Gleichzeitig kommt es zu ortsfesten isobarischen Entropiefluktuationen. Sie sind der Ursprung von Rayleigh-Streuung, die somit als elastisches Pendant der spontanen Brillouin-Streuung angesehen werden kann.

Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) ist ein optisch nichtlinearer Effekt und tritt erst bei erhöhter eingestrahlter Laserintensität auf. Ihre Ursache liegt in der Interferenz des Laserlichts mit dem antikollinearen Streulicht. Die resultierende Schwebung trägt die Frequenz der thermischen Dichtefluktuationen und verstärkt diese über den Effekt der Elektrostriktion. Folglich kommt es zu einem Anstieg der Streuintensität in Rückrichtung. Die von der Strahlquelle dieser Arbeit erzeugten Laserintensitäten liegen mehrere Größenordnungen unterhalb der Schwellintensität zum Auftreten von SBS [53]. Die Betrachtungen dieses Abschnitts beziehen sich daher allein auf spontane Brillouin-Streuung.

Spontane Brillouin-Streuung ist als Temperaturmarker geeignet, da die auftretende Frequenzverschiebung von der Schallgeschwindigkeit abhängt und diese wiederum eine Funktion der Temperatur ist. Der analytische Zusammenhang der Verschiebung mit der Schallgeschwindigkeit wird im Folgenden hergeleitet. Der Entstehungsprozess spontaner Brillouin-Streuung ist in Abbildung 2.6 (links) dargestellt und verläuft analog zur Bragg-Streuung an periodischen Kristallgitterstrukturen in Festkörpern.

Ein einlaufendes Lichtfeld (Photon) mit dem Wellenvektor \vec{k} und der Frequenz ν trifft auf eine Schallwelle (akustisches Phonon), die äquivalent durch k_s und ν_s beschrieben wird und sich mit der Schallgeschwindigkeit des Mediums v_s ausbreitet. Die Streuung unterliegt der Energie- und Impulserhaltung gemäß

$$\nu' = \nu \pm \nu_s \quad (2.4)$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{k}_s, \quad (2.5)$$

wobei \vec{k}' den Wellenvektor und ν' die Frequenz des gestreuten Feldes darstellt. Durch das \pm -Zeichen werden die beiden möglichen Propagationsrichtungen der dargestellten Schallwelle unterschieden.

Von Interesse ist, welche Frequenzverschiebung $\Delta\nu_B = \nu' - \nu$ das Lichtfeld bei der Streuung unter dem Winkel θ erfährt. Unter der Annahme, dass sich der Lichtwellenvektor kaum ändert, d.h. $|\vec{k}'| \approx |\vec{k}|$, folgt aus der Impulserhaltung

$$k_s^2 = |\vec{k}' - \vec{k}|^2 = k'^2 + k^2 - 2\vec{k} \cdot \vec{k}' = 4k^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \text{und} \quad (2.6)$$

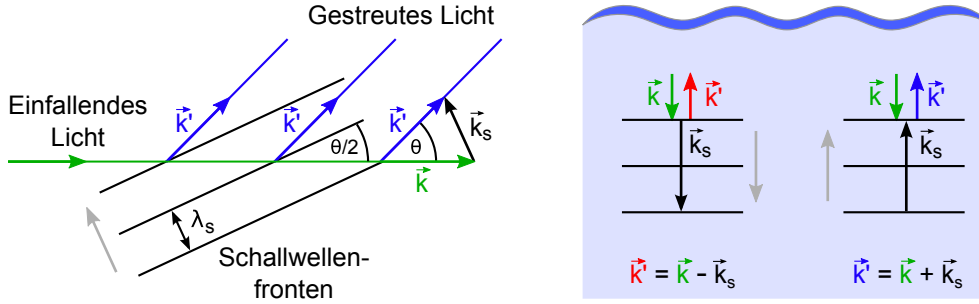


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der spontanen Brillouin-Streuung. (links) Allgemeingültiges Schema für beliebige Streuwinkel θ . Das einlaufende Lichtfeld (grün) wird an einer Schallwelle (schwarz) gemäß der Bragg-Bedingung gestreut (blau). Die Streuung findet in allen Raumrichtungen außer der Vorwärtsrichtung ($\theta = 0^\circ$) statt. (rechts) Für die Fernerkundung mittels eines senkrecht ins Wasser eingestrahlten Lasers ist einzig die rückwärtige Brillouin-Streuung ($\theta = 180^\circ$) relevant. Die beiden dargestellten Fälle zeigen die Entstehung des rot- und blauverschobenen Teils des Brillouin-Spektrums.

$$k_s = \pm 2k \sin \frac{\theta}{2}. \quad (2.7)$$

Die Frequenzverschiebung entspricht der Frequenz der Schallwelle und ergibt sich über die Beziehungen $k_s/2\pi = \nu_B/\nu_s$ und $k/2\pi = n/\lambda$, wobei λ die Wellenlänge des eingestrahlten Lichts ist, zu

$$\nu_B = \pm 2 \frac{\nu_s n}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (2.8)$$

Folglich besteht das Spektrum der spontanen Brillouin-Streuung aus einem rot- und einem blauverschobenen Anteil, jeweils symmetrisch verschoben um die eingestrahlte Zentralfrequenz. Für die Detektion der spontanen Brillouin-Streuung mit einem LIDAR-System ist lediglich die Rückstreuung unter einem Winkel von $\theta = 180^\circ$ relevant. Alle weiteren Betrachtungen beziehen sich daher auf diesen Spezialfall. Die Entstehung der beiden rückwärtigen Streukomponenten ist in Abbildung 2.6 (rechts) illustriert.

Gleichung (2.8) offenbart, dass die Frequenzverschiebung proportional zur Schallgeschwindigkeit ist. Zu beachten ist allerdings, dass die Schallgeschwindigkeit

$$\nu_s = \nu_s(T, S) \quad (2.9)$$

nicht nur eine Funktion der Temperatur T , sondern auch der Salzkonzentration S ist. Gleiches gilt für den Brechungsindex des Wassers

$$n = n(T, S, \lambda), \quad (2.10)$$

der zusätzlich von der Lichtwellenlänge λ abhängt. In der Literatur existieren präzise empirische Relationen in Form von Taylor-Reihen für beide Abhängigkeiten [54, 55] (siehe Anhang A). Typische Werte belaufen sich auf $\nu_s = 1500$ m/s und $n = 1,33$. Weiterhin besteht eine wohlbekannte Abhängigkeit vom Druck p ,

die einfach integriert werden kann und in der vorliegenden Betrachtung vernachlässigt wird. Die fünf Variablen ν_B , ν_S , n , T , S sind somit über die drei Gleichungen (2.8), (2.9) und (2.10) verknüpft. Die Messung der Frequenzverschiebung ν_B resultiert folglich in der Kenntnis der Wassertemperatur T , wenn der Salzgehalt S bekannt ist oder separat gemessen wird. Die Kenntnis des Salzgehalts ist somit essentiell für eine erfolgreiche Bestimmung der Wassertemperatur.

Auf Basis der Gleichungen (2.8), (2.9) und (2.10) wurde die Frequenzverschiebung als Funktion der Wassertemperatur für verschiedene Salzkonzentrationen bei der Arbeitswellenlänge dieser Arbeit von $\lambda = 543,3 \text{ nm}$ berechnet. Die Kurven sind in Abbildung 2.7 (links) dargestellt und nehmen Verschiebungen zwischen $\pm 6,8 \text{ GHz}$ und $\pm 7,8 \text{ GHz}$ an. Bei einem festen Salzgehalt besteht ein injektiver Zusammenhang zwischen der Frequenzverschiebung und der Wassertemperatur. Die Brillouin-Verschiebung steigt zwischen 0°C und 40°C um rund 700 MHz , entsprechend einer mittleren Steigung von $1,7 \text{ MHz}/0,1^\circ\text{C}$. Die eindeutige Abhängigkeit stellt die Basis der Messung der Wassertemperatur mithilfe spontaner Brillouin-Streuung dar. Die geringste Empfindlichkeit besteht bei 40°C und beträgt $0,6 \text{ MHz}/0,1^\circ\text{C}$. Folglich resultiert ein spektrales Auflösungsvermögen von $0,6 \text{ MHz}$ in einer Mindestgenauigkeit von $0,1^\circ\text{C}$ über den gesamten Temperaturbereich.

Wie bereits in Abschnitt 2.1 dargelegt, kann der Salzgehalt auf Basis historischer Messdaten vorhergesagt werden. Die Unsicherheit beläuft sich in 92% aller von Fry et al. untersuchten Orte der Weltmeere auf unter 1‰. Daraus resultiert eine Temperaturfehlbestimmung von $0,4^\circ\text{C}$ [13]. Folglich ist auf Basis spontaner Brillouin-Streuung eine präzise Bestimmung der Wassertemperatur möglich, wenn historische Daten für den Salzgehalt herangezogen werden. Liegt der Salzgehalt zeitgleich aus einer unabhängigen Messung vor, so wird die Temperaturgenauigkeit gesteigert und allein durch die Auflösung und Stabilität des Detektors festgelegt. Im Rahmen des Demonstrationsexperiments dieser Arbeit wird destilliertes Wasser verwendet, so dass keine Temperaturunsicherheit aufgrund eines unbekannten Salzgehalts besteht.

Die spektrale Form der Brillouin-Linien hat Lorentz-Charakter und resultiert aus der endlichen Lebensdauer der involvierten Dichtefluktuationen. Die Breite $\Delta\nu_B$ der Linien

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{4\pi n}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \quad (2.11)$$

wird von der Dämpfungskonstanten Γ der Dichtefluktuationen dominiert, die eine Funktion verschiedener Stoffkonstanten des Wassers, wie der Dichte und der thermischen Leitfähigkeit, ist [56, 57]. Messungen der Linienbreite wurden von Fry et al. bei zwei verschiedenen Salzgehalten publiziert [57]. Es zeigt sich eine Variation der Linienbreite mit der Temperatur zwischen $0,41 \text{ GHz}$ und $1,73 \text{ GHz}$. Zudem scheint eine schwache Abhängigkeit vom Salzgehalt zu existieren. An die Messdaten kann ein Taylor-Polynom als Funktion der Temperatur und des Salzgehalts angepasst werden [16]:

$$\Delta\nu_B = \Delta\nu_B(T, S). \quad (2.12)$$

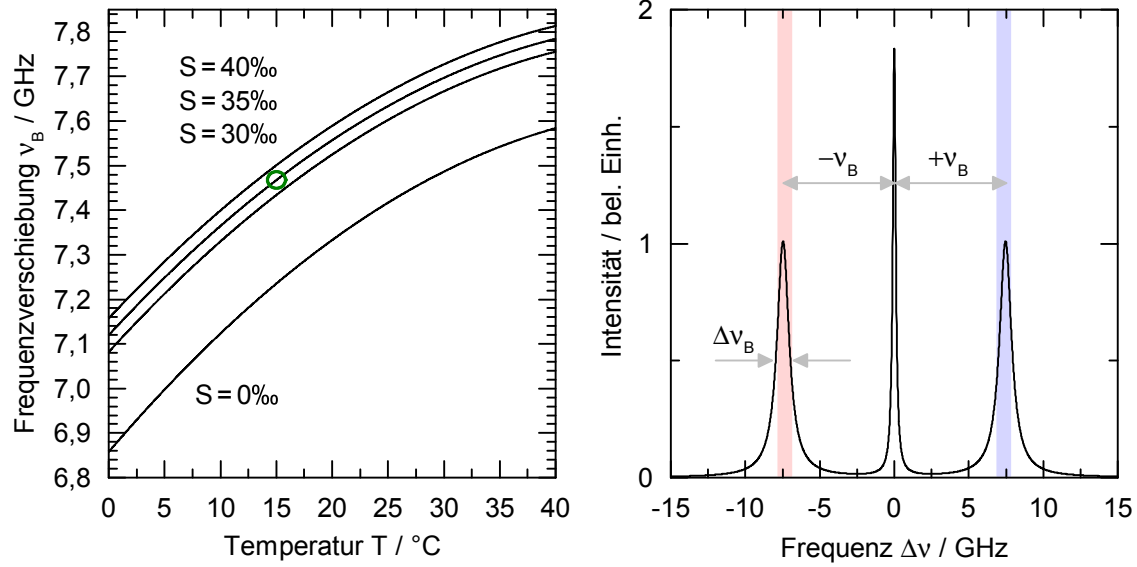


Abbildung 2.7: (links) Frequenzverschiebung der Brillouin-Streuung in Wasser unter Rückstreuung ($\theta = 180^\circ$) für verschiedene Salzgehalte bei einer Wellenlänge von $\lambda = 543,3$ nm nach Gleichung (2.8). Das Spektrum an der mit dem grünen Kreis markierten Stelle ist rechts dargestellt. (rechts) Berechnetes Spektrum der Brillouin-Streuung in Wasser bei einer Temperatur von 15°C und einem Salzgehalt von 35‰ . Dargestellt ist außerdem die unverschobene elastische Rayleigh-Streuung. Die Frequenzbereiche, innerhalb denen die Maxima der Brillouin-Linien zwischen 0°C und 40°C variieren, sind farblich markiert.

Mithilfe der Beziehung (2.8) für ν_B sowie den Polynomentwicklungen (2.9), (2.10), (2.12) für ν_S , n und $\Delta\nu_B$ kann das spektrale Profil S_B der spontanen Brillouin-Streuung für beliebige Temperaturen und Salzgehalte berechnet werden. Die verwendeten Polynome und deren Koeffizienten sind in Anhang A aufgeführt. Das Profil besteht aus zwei symmetrisch verschobenen Lorentz-Linien gemäß

$$S_B(\Delta\nu, \nu_B(T, S), \Delta\nu_B(T, S)) = \frac{I_B}{\pi} \left(\frac{\Delta\nu_B/2}{(\Delta\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} + \frac{\Delta\nu_B/2}{(\Delta\nu + \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \right) \quad (2.13)$$

und ist in dieser Darstellung auf die Gesamtintensität $2I_B$ normiert. Hierbei bezeichnet $\Delta\nu$ die Verstimmung von der Wellenlänge des eingestrahnten Lasers. Durch die endliche spektrale Breite des erzeugenden Lasers kommt es zu einer Verbreiterung des Brillouin-Spektrums. Im Folgenden wird gepulste Strahlung mit einem Gauß-förmigen Intensitätsverlauf I_L und Fourier-limitierter Bandbreite $\Delta\nu_L$ vorausgesetzt. Das spektrale Profil S_L errechnet sich dann aus der Fourier-Transformation von I_L zu

$$S_L(\Delta\nu, \Delta\nu_L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\nu_L} \exp \left[-\frac{\Delta\nu^2}{2\Delta\nu_L^2} \right]. \quad (2.14)$$

Das verbreiterte Brillouin-Spektrum S_B^L ergibt sich aus der Faltung von S_B und S_L :

$$S_B^L(\Delta\nu, \nu_B(T, S), \Delta\nu_B(T, S), \Delta\nu_L) = \int S_B(\Delta\nu, \nu_B(T, S), \Delta\nu_B(T, S)) \cdot S_L(\Delta\nu - \Delta\nu', \Delta\nu_L) d\Delta\nu'. \quad (2.15)$$

Abbildung 2.7 (rechts) zeigt ein nach Gleichung (2.15) berechnetes Spektrum der Brillouin-Streuung bei einer Temperatur von 15°C und einem Salzgehalt von 35‰. Es wurde eine typische Pulsdauer von 10 ns angenommen. Nach Gleichung (2.3) beläuft sich $\Delta\nu_L$ dabei auf 44 MHz und führt zu einer geringfügigen Verbreiterung der Brillouin-Linien um etwa 0,5%. Ebenfalls abgebildet ist der Beitrag elastischer Rayleigh-Streuung, deren spektrales Profil proportional zu dem des eingestrahnten Lasers ist.

Die Beiträge der Rayleigh- und der Brillouin-Streuung nehmen je nach Wasserqualität unterschiedliche Intensitätsverhältnisse an. In reinem Wasser gilt das Landau-Placzek-Verhältnis [58, 59]

$$\frac{I_R}{2I_B} = \gamma - 1, \quad (2.16)$$

wobei I_R die Gesamtintensität der Rayleigh-Streuung und γ den Isentropenexponent darstellt. Für Wassertemperaturen unterhalb von 40°C nimmt das Verhältnis maximale Werte von 0,04 an [60, 61]. Folglich ist der Anteil elastischer Streuung aus reinem Wasser verschwindend gering. Mit steigendem Gehalt von gelösten Schwebeteilchen im Wasser steigt er jedoch signifikant an und dominiert die Gesamtintensität des Spektrums. Die hochauflösende Detektion der spektral nahegelegenen Brillouin-Streuung kann dadurch empfindlich beeinflusst werden. Daher ist die elastische Streuung zuvor geeignet zu eliminieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu eine schmale, atomare Absorptionslinie in Rubidium genutzt.

Verglichen mit Raman-Streuung liegen in der Schmalbandigkeit des Brillouin-Signals und der resultierenden hohen spektralen Leistungsdichte entscheidende Vorteile begründet. Die gesamte Temperaturinformation ist aus einem Wellenlängenbereich mit einer Breite von deutlich unter 0,1 nm extrahierbar¹. Brillouin-Streuung kann daher effizient von breitbandigem Umgebungslicht unterschieden und spektral abgeschirmt werden. Zudem ist die Temperaturinformation mit einer spektralen Verschiebung und nicht mit einer Intensitätsänderung verknüpft. Gegenüber Störeinflüssen wie selektiver Absorption und Fluoreszenz ist die Brillouin-Streuung somit immun.

Die unterschiedlichen Spektralbereiche, in welche die Brillouin- und Raman-Streuung fallen, erlauben es prinzipiell, erzeugtes Streulicht entsprechend spektral zu separieren und simultan hinsichtlich beider Prozesse auf die Wassertemperatur zu untersuchen. Auch wenn die Raman-Streuung infolge ihrer großen Verschiebung einer höheren Absorption im Wasser unterliegt, so können zumindest

¹Bei 543,3 nm entspricht ein Beobachtungsfenster von $\Delta\nu = 30$ GHz einem Wellenlängenbereich von $\Delta\lambda \approx 0,03$ nm.

aus den oberen Wasserschichten zusätzliche Temperaturinformationen gewonnen werden und der gegenseitigen Validierung der Methoden dienen. Die Untersuchungen dieser Arbeit konzentrieren sich jedoch allein auf die Untersuchung der Brillouin-Streuung.

2.6.2 Systemanforderungen

Auf Basis des bisherigen Teils dieses Kapitels sind Anforderungen an ein Laser- und Detektorsystem formulierbar, mit welchem spontane Brillouin-Streuung in Wasser erzeugt und hinsichtlich seiner enthaltenen Temperaturinformation spektroskopiert werden kann. Da das Gesamtsystem für den mobilen LIDAR-Einsatz an Bord eines Helikopters gedacht ist, bestehen zusätzliche Randbedingungen hinsichtlich Stabilität, Energieeffizienz, Gewicht und Größe. Bezüglich der drei letztgenannten Parameter kann das in Abschnitt 2.4 genannte CHARM-LIDAR-System herangezogen werden. Getragen von einem Helikopter des Typs MD500E werden eine elektrische Leistungsaufnahme von 1,5 kW, ein Gewicht von unter 300 kg und eine Containergröße von $2,3 \times 1,1 \times 0,5 \text{ m}^3$ genannt [42].

Bei Betrieb an Bord eines Helikopters ist das LIDAR-System erheblichen Vibrationen und hohem Schalldruck ausgesetzt. Idealerweise sind Laser und Detektor demgegenüber inhärent unempfindlich und gewähren justagefreien Dauerbetrieb. Dies kann durch den weitgehenden Verzicht auf resonante Techniken, spezielle Stabilisierungsverfahren und mikrointegrierte Komponentenverbünde erreicht werden.

Die Laserstrahlquelle muss hochenergetische Laserpulse im blauen oder grünen Spektralbereich zur Verfügung stellen. Abschätzungen der erreichbaren Messtiefe in klarem Meerwasser gehen von rund 100 m bei einer Pulsenergie im mJ-Bereich aus [12]. Das Signal-Rausch-Verhältnis skaliert dabei mit der Pulswiederholrate. Nach oben ist die Wiederholrate nur durch die zeitliche Ausdehnung des Antwortsignals begrenzt. Bei einer Messtiefe von 100 m liegt das Limit bei ca. 1 MHz. Der Einsatz beugungsbegrenzter Strahlung ist generell von Vorteil, um das Laserstrahlungsfeld vollständig mit dem Sichtfeld des eingesetzten Empfangsteleskops überlappen zu können.

Die spektrale Breite der Pulse sollte möglichst gering sein und somit nahe an das Fourier-Limit heranreichen, damit die Schmalbandigkeit der Brillouin-Streuung erhalten bleibt. Andernfalls wird ein verbreitertes Brillouin-Spektrum erhalten, worunter die erreichbare Temperaturgenauigkeit leidet. Wie bereits in Abschnitt 2.4 dargelegt, ist die Fourier-limitierte Bandbreite über die Pulsdauer an die örtliche Auflösung gekoppelt. In Abbildung 2.8 sind die Ortsauflösung und die Fourier-limitierte Bandbreite gemeinsam als Funktion der Pulsdauer zwischen 1 ns und 100 ns aufgetragen. Ein geeigneter Kompromiss zwischen beiden Größen ist im Bereich von 10 ns zu finden. Die Ortsauflösung ist mit rund 1 m als hochauflösend zu bezeichnen, während die Bandbreite von ca. 50 MHz die Brillouin-Streuung nur marginal verbreitert. Kürzere Pulslängen sind aufgrund der rapide ansteigenden Bandbreite nicht sinnvoll. Hingegen können alternativ längere Pulse verwendet werden, falls eine Ortsauflösung von mehreren Metern ausreicht. In diesem Fall erzielt das verwendete Lasersystem in der Regel auch höhere Pulsener-

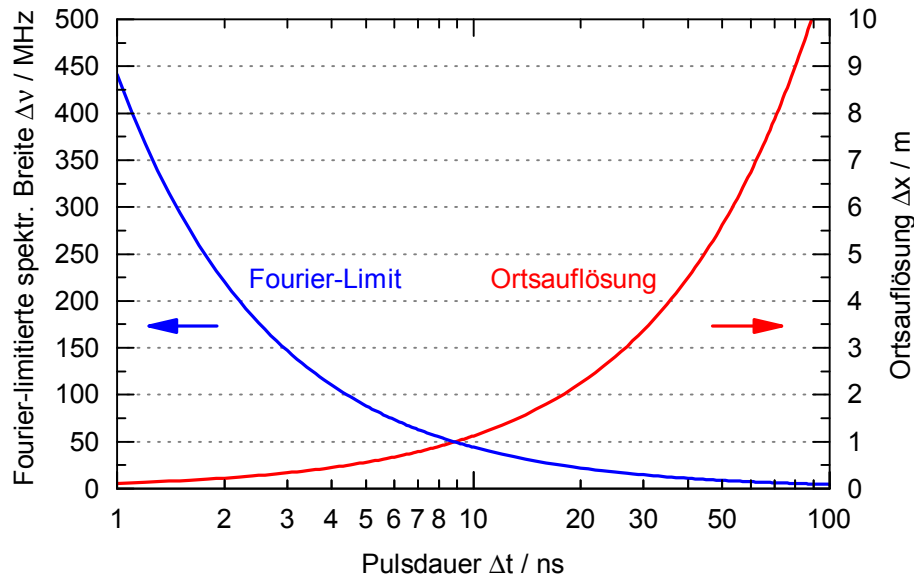


Abbildung 2.8: Örtliche Auflösung eines LIDAR-Systems in Wasser (nach Gleichung (2.2)) und Fourier-limitierte Bandbreite (nach Gleichung (2.3)) als Funktion der Pulsdauer in einfach logarithmischer Auftragung zwischen 1 ns und 100 ns. Der für das Brillouin-LIDAR optimale Betriebspunkt befindet sich bei 10 ns, mit einer Ortsauflösung von 1,13 m und einem Fourier-Limit von 44,1 MHz.

gien, so dass die Penetrationstiefe im Wasser steigt. Hierdurch können besonders tiefgelegene Übergänge von der Durchmischungszone in die Thermokline vermessen werden.

Die Detektionseinheit muss ein spektrales Auflösungsvermögen von 0,6 MHz bieten, um im gesamten relevanten Temperaturbereich Unterschiede von 0,1°C auflösen zu können. Der Einsatz nichtscannender Verfahren ist zu bevorzugen, um bereits aus dem Antwortsignal eines einzigen Laserpulses ein Temperaturprofil gewinnen zu können. Im nachfolgenden Abschnitt wird genauer auf mögliche Detektionskonzepte eingegangen.

2.6.3 Detektionsmethoden

Der naheliegendste Ansatz besteht in der interferometrischen Messung mithilfe eines durchstimmbaren Fabry-Pérot-Etalons. Die geforderte Frequenzauflösung kann mühelos durch den Einsatz hochwertiger Spiegel erreicht werden. Kontinuierliches Ändern des Spiegelabstands resultiert in der Aufnahme des gesamten Brillouin-Spektrums. Aufgrund der kurzen Pulsdauer muss es jedoch aus einer Vielzahl von einzelnen Antwortsignalen zusammengesetzt werden. Eine Einzelschussauswertung ist nicht möglich. Besonders kritisch ist die Vibrationsempfindlichkeit zu sehen. Es ist zweifelhaft, ob die notwendige Resonanzbedingung in der Helikopterumgebung stabil und dauerhaft aufrechterhalten werden kann.

Heterodyne Detektion stellt eine gänzlich andere Methode zur Messung der Brillouin-Verschiebung dar [9, 62]. Das Streulicht wird mit der Strahlung einer lokalen Laserquelle auf einem schnellen Photodetektor überlagert. Das detektierte Signal oszilliert mit der Schwebungsfrequenz der beiden Strahlungsfelder. Ist

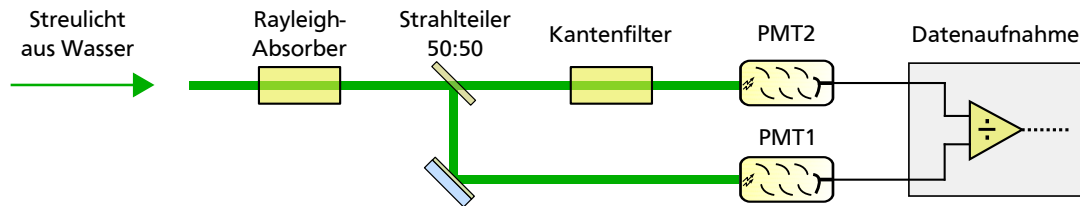


Abbildung 2.9: Aufbau einer kantenfilterbasierten Detektion von spontaner Brillouin-Streuung. Das Streulicht wird durch den Rayleigh-Absorber von elastischen Anteilen befreit und anschließend aufgeteilt. Im kalibrierten Kantenfilter erfährt das Licht eine wassertemperaturabhängige Transmission. Die Photomultiplier (oder ähnlich empfindliche, schnelle Sensoren) detektierten die Intensitäten I_2 und I_1 . Hieraus wird die normierte Transmission I_2/I_1 bestimmt, aus der direkt auf die Wassertemperatur geschlossen werden kann.

die Wellenlänge des lokalen Lasers konstant und bekannt, so resultiert die Bestimmung der Schwebungsfrequenz unmittelbar in der Kenntnis der Brillouin-Verschiebung. Problematisch wirkt sich dabei das Auftreten von Laserspeckle aus und reduziert die erreichbare Genauigkeit, insbesondere bei hohen Rückstreuungintensitäten [63]. Zudem ist die Wahl der lokalen Wellenlänge kritisch. Entspricht sie der Erzeugerwellenlänge, so müssen Schwebungsfrequenzen von mehreren GHz spektral und zeitlich hochaufgelöst werden. Dies erfordert anspruchsvolle Hochfrequenzelektronik. Die Anforderungen an die Elektronik sinken, wenn der Lokaloszillator spektral näher an eine der beiden Brillouin-Komponenten heranrückt. Die Strahlung kann dann jedoch nicht mehr von der LIDAR-Laserquelle bereitgestellt werden, so dass ein zweites hochstabiles Lasersystem erforderlich wird. Umfang und Komplexität des Gesamtsystems steigen dadurch. Aktuell wird die Realisierung der heterodyn Detektion aus den genannten Gründen nicht angestrebt.

Alternativ kann ein sogenannter Kantenfilter als spektroskopisches Werkzeug eingesetzt werden. Der grundlegende Aufbau ist in Abbildung 2.9 skizziert. Das Transmissionsspektrum eines Kantenfilters ist so abgestimmt, dass es im zu untersuchenden Spektralbereich einen starken An- oder Abstieg aufweist. Diese steile, statische Kante überführt kleine Frequenzverschiebungen der Signalstrahlung in große Änderungen der transmittierten Intensität. Unter der Voraussetzung einer präzisen Kalibration kann aus der Transmission direkt auf die Absolutfrequenz der Signalstrahlung geschlossen werden. Schwankungen der eingehenden Signalintensität werden ausgeglichen, indem die Signalstrahlung vor dem Kantenfilter aufgeteilt wird und der ungefilterte Teil der Normierung dient [64].

Für die Detektion spontaner Brillouin-Streuung ist die Anwendung eines symmetrischen Kantenfilters besonders attraktiv. Hierdurch werden beide Brillouin-Komponenten berücksichtigt und Schwankungen der Laserfrequenz ausgeglichen. Die Filtertransmission kann mit einer Zeitauflösung im ns-Bereich ausgewertet werden und somit Temperaturprofile aus Einzelschüssen ermitteln. Elastische Streustrahlung ist vor dem Durchlauf des Kantenfilters zu eliminieren, da dessen Intensitätsbeitrag die Messung stark verfälschen kann.

Geeignete Kantenfilter sind auf verschiedenen Wegen realisierbar. Statische Fabry-Pérot-Interferometer stellen bei genügend geringer Finesse Transmissions-

linien bereit, deren Breite und Steilheit für die Detektion von Brillouin-Streuung geeignet ist. Allerdings ist, wie auch bei den durchstimmbaren Pendants, mit Stabilitätsproblemen zu rechnen. Mit der Finesse sinkt zudem die Einkoppeleffizienz und somit auch das Signal-Rausch-Verhältnis. Zu bevorzugen sind daher Kantenfilter, die auf nichtresonanten Techniken beruhen und somit eine intrinsische Stabilität bieten. Aktuell befinden sich zwei derartige Systeme in der Entwicklung, die zum Ende dieses Kapitels vorgestellt werden. Dies umfasst auch den im Rahmen dieser Arbeit implementierten Kantenfilter. Daher wird im folgenden Abschnitt detaillierter auf die Eignung eines Kantenfilters für die Detektion von spontaner Brillouin-Streuung eingegangen.

2.6.4 Kennlinie eines Kantenfilters

Die Kantenfiltertechnik ist im Unterschied zu interferometrischen Methoden nicht in der Lage, ein vollständiges Spektrum der Signalstrahlung aufzunehmen. Vielmehr überführt sie die Gesamtheit des zu untersuchenden Spektrums in einen einzigen Messwert, die normierte Transmission. Spektroskopisch nutzbar ist die Transmission nur, wenn sie über eine Kalibrationskurve eindeutig mit den spektralen Parametern der Signalstrahlung verknüpft ist.

Die Attraktivität der Kantenfilterung für die Detektion der Brillouin-Streuung beruht auf deren spektraler Schmalbandigkeit. Hierdurch resultiert die temperaturabhängige Frequenzverschiebung entlang der Transmissionskante in einer großen Transmissionsänderung. Wie in Abschnitt 2.6 erläutert, ist das spektrale Profil $S_B^L(\Delta\nu, \nu_B(T, S), \Delta\nu_B(T, S), \Delta\nu_L)$ bekannt und durch die Temperatur T und den Salzgehalt S bestimmt. Die Berechnung des Spektrums erfolgt nach Gleichung (2.13). Diese Kenntnis erlaubt es, die Kalibrationskurve eines beliebigen Kantenfilters mit dem Transmissionsspektrum $F(\Delta\nu)$ zu simulieren. Hierzu wird gemäß Abbildung 2.9 die normierte Transmission $S_1 = I_2/I_1$ ermittelt, also das Verhältnis der kantengefilterten zur gesamten Intensität. Es ergibt sich aus der spektralen Integration

$$S_1(T, S) = \frac{1}{2I_B} \int F(\Delta\nu) \cdot S_B^L(\Delta\nu, \nu_B(T, S), \Delta\nu_B(T, S), \Delta\nu_L) d\Delta\nu. \quad (2.17)$$

Die Kalibrationskurve $S_1(T)|_{S=\text{konst.}}$ als Funktion der Wassertemperatur bei festem Salzgehalt wird im Folgenden als Kennlinie bezeichnet.

Als Beispiel wird an dieser Stelle der für die Brillouin-Streuung ideale Kantenfilter vorgestellt. Sein Transmissionsspektrum ist in der integrierten Grafik von Abbildung 2.10 in rot eingezeichnet. Er besitzt bei $\Delta\nu = \pm 7,5$ GHz unendlich steile Kanten mit einem vollständigen Transmissionswechsel von 0 auf 1. Zusätzlich ist für eine Temperatur von 20°C und einen Salzgehalt von 35‰ das Brillouin-Spektrum aufgetragen, wodurch die spektrale Filterung veranschaulicht wird. Die resultierenden Kennlinien dieses Filters für verschiedene Salzgehalte sind im Hauptteil von Abbildung 2.10 dargestellt. Erwartungsgemäß zeigt sich ein streng monotoner Anstieg der normierten Transmission für alle Salzgehalte.

Der Versatz der Kennlinien resultiert in einer Unsicherheit der Temperaturbestimmung, wenn der Salzgehalt unbekannt ist. Betrachtet man die Gesamtspanne des ozeanischen Salzgehalts von 30‰ bis 40‰, so beträgt die Unsicherheit

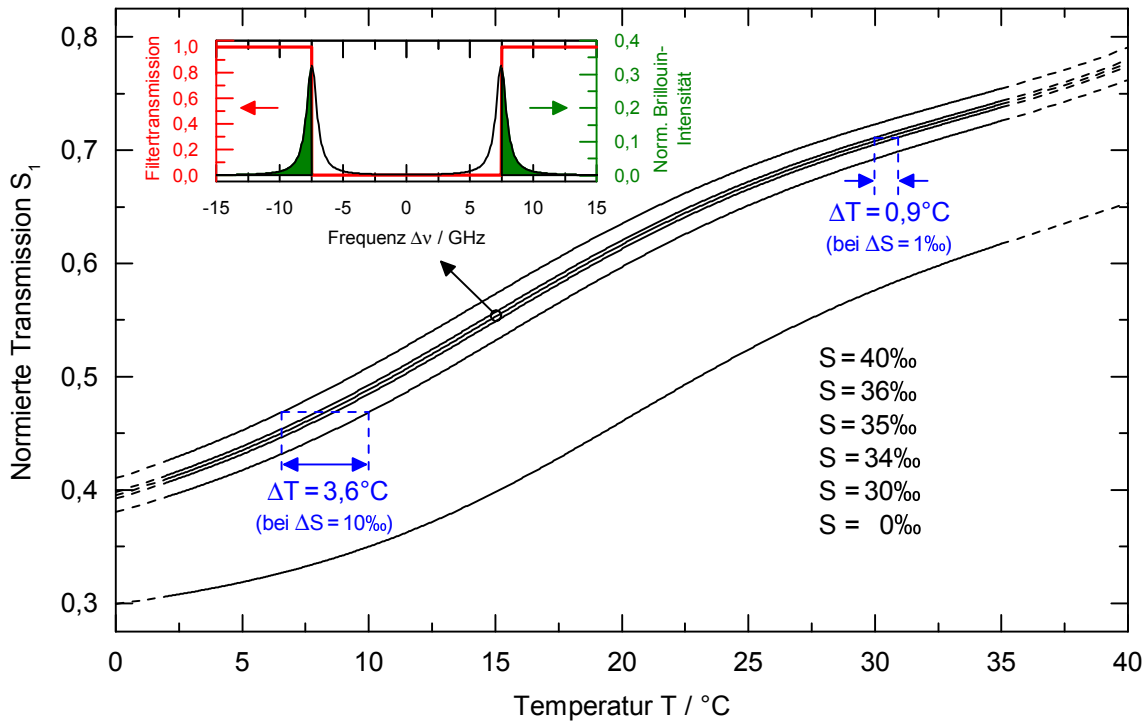


Abbildung 2.10: Kennlinien des idealen Kantenfilters zur Detektion der Brillouin-Streuung bei einer Wellenlänge von 543,3 nm für verschiedene Salzgehalte. Der integrierte Graph zeigt das Filterspektrum, bestehend aus zwei unendlich steilen Transmissionskanten, gemeinsam mit dem Brillouin-Spektrum bei $T = 15^\circ\text{C}$ und $S = 30\text{‰}$. In den gestrichelten Temperaturbereichen liegen keine Daten zur Linienbreite der Brillouin-Streuung vor. Die Taylor-Anpassung an die verfügbaren Daten nach Gleichung (2.12) besitzt daher dort streng genommen keine Gültigkeit. Exemplarisch sind Temperaturunsicherheiten verdeutlicht, die aus einer Unbestimmtheit des Salzgehalt von 10‰ bzw. 1‰ resultieren.

mehrere Grad Celsius. Gemäß der von Fry et al. durchgeführten Analyse historischer Salzgehaltsmessungen kann der Salzgehalt in einem Großteil der Ozeane mit einer maximalen Unsicherheit von 1‰ vorhergesagt werden [13]. Realistisch sinkt die maximale Temperaturgenauigkeit des Kantenfilters daher auf $0,9^\circ\text{C}$ bei $\Delta S = 1\text{‰}$ bzw. $0,45^\circ\text{C}$ bei $\Delta S = 0,5\text{‰}$.

Ob diese Temperaturgenauigkeiten erreicht werden, hängt neben der Kenntnis des Salzgehalts von einer Vielzahl weiterer Faktoren ab, die die detektierte Transmission beeinflussen. Sie lassen sich in drei Gruppen einteilen: **(1)** Die Anzahl N_p der detektierten Brillouin-gestreuten Photonen bestimmt maßgeblich das Signal-Rausch-Verhältnis der Transmissionsmessung. N_p ist u.a. proportional zur Energie der eingestrahlten Laserpulse, zur Sammelstärke der Auffangoptik und zur Effizienz der Photodetektoren [12]. **(2)** Durch Schwankungen der Laser- und Detektorparameter um ihre Arbeitswerte wird die Messpräzision verringert. Als einflussreichste Faktoren sind hierbei die Laserwellenlänge sowie die Höhe und spektrale Lage der Transmissionskanten zu nennen. **(3)** Die Güte der Kantenfilterkalibration kann zu auswertungsbedingten systematischen Abweichungen führen. Hierunter fällt auch die Unsicherheit des Salzgehalts.

Alle genannten Einflüsse sind in ihrer Gesamtheit zu evaluieren, um die letzt-

endliche Temperaturgenauigkeit angeben zu können. Im Gegensatz zu Kalibrationsfehlern können die in (1) und (2) genannten Fehlerquellen durch Mittelung über mehrere Einzelmessungen minimiert werden.

2.6.5 Bisherige Arbeiten

Im Jahre 1976 identifizierten Hirschberg et al. den Effekt der spontanen Brillouin-Streuung erstmals als potentiellen Indikator der Wassertemperatur und prägten die Vision eines flugfähigen, tiefenauflösenden Systems [65]. 1980 führten Guagliardo et al. mit einem gepulsten Laser die erste tiefenaufgelöste Spektrumsaufnahme durch, ohne dabei die Wassertemperatur zu bestimmen [66]. Der bislang einzige Feldtest datiert von 1984 und wurde von Hirschberg et al. mit einem kontinuierlichen Laser an der Küste Miamis von einer Hafenanlage aus durchgeführt [67]. Die Temperaturgenauigkeit betrug 4°C und wurde in Laboruntersuchungen auf 0,5°C verbessert. Die detaillierte Beschreibung eines flugfähigen Systems erfolgte 1991 durch Hickman et al. [12].

Bis dato wurden ausschließlich interferometrische Detektionstechniken angewandt, deren Einschränkungen bereits beschrieben wurden. Daher rückte die Kantenfiltertechnik zunehmend ins Interesse. Fry et al. fanden molekulare Absorptionslinien in Iod ($^{127}\text{I}_2$) bei einer Wellenlänge von 532 nm, die zufällig mit der Brillouin-Frequenzverschiebung überlappen. Eine weitere Linie in Brom ($^{79}\text{Br}_2$) absorbiert die zentrale elastische Streuung. Darauf basierend wurde ein symmetrischer Kantenfilter implementiert [68]. Die prominente Zentralwellenlänge erlaubt die Verwendung eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers. Fry et al. entwickelten hierzu die *Ramp and Fire* Technik, die den gütegeschalteten Betrieb auch unter enormen Vibrationen des gesamten Lasersystems sicherstellt [69].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Entwicklung des von Walther et al. vorgeschlagenen Ansatzes vorangetrieben [70, 71], welcher ebenfalls einen Kantenfilter umfasst. Im nun folgenden Kapitel wird die Konzeption dieses Brillouin-LIDARs vorgestellt.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass Liu et al. seit einigen Jahren ein Messsystem basierend auf der Erzeugung stimulierter Brillouin-Streuung entwickeln [72, 73]. Die gepulste Laserstrahlung wird hierzu in das Wasservolumen hineinfokussiert, um punktuell die notwendige Spitzenintensität zu erreichen. Offensichtlich ermöglicht diese Technik keine Einzelschussbestimmung von Temperaturprofilen. Stattdessen muss der Laserfokus über eine mechanische Vorrichtung kontinuierlich entlang der Wassertiefe verschoben werden, worin die geringe Attraktivität dieses Ansatzes begründet liegt.

Kapitel 3

Überblick über das Gesamtsystem

Das im Rahmen dieser Arbeit realisierte Brillouin-LIDAR stellt die Umsetzung der von Walther et al. vorgeschlagenen Kombination eines Faserverstärkers als Strahlquelle mit einem atomaren Kantenfilter als Detektor dar [15, 16, 70, 71]. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die beiden Komponenten gegeben. Die ausführliche Vorstellung und Charakterisierung erfolgt in den anschließenden Kapiteln 4 und 5.

Der Kantenfilter ist durch einen sogenannten *Faraday anomalous dispersion optical filter* (FADOF) realisiert. Filter dieser Art werden auf einer schmalen Absorptionslinie eines atomaren Gases betrieben. Bevorzugt werden dabei wohlbekannte Alkalimetalle genutzt. Sie bieten hohe Gasdichten bei technisch einfach kontrollierbaren Temperaturen. Durch Anlegen eines Magnetfelds an eine Gaszelle wird die Linie aufgespalten und eine stark wellenlängenabhängige optische Aktivität induziert. Die Zelle ist von zwei gekreuzten Polarisatoren umgeben, so dass die Polarisations- in eine Transmissionsänderung übersetzt wird. Die Lage der resultierenden symmetrischen Transmissionskanten kann durch die Magnetfeldstärke gezielt auf die Brillouin-Verschiebung abgestimmt werden. Die Bereitstellung des notwendigen Magnetfelds stellt einen zentralen Teil dieser Arbeit dar. Die Absorptionslinie ist darüber hinaus zur Unterdrückung der elastischen Streuung nutzbar. Hierzu wird dem Kantenfilter eine magnetfeldfreie Gaszelle vorgeschaltet.

Mit dem $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergang des Alkalimetalls Rubidium bei 543,3 nm wurde eine für das Brillouin-LIDAR geeignete Absorptionslinie gefunden. Sie liegt spektral nahe des Absorptionsminimums von Wasser (siehe Abschnitt 2.1) und ermöglicht somit das Erreichen hoher Messtiefen. Da der Übergang zwischen zwei angeregten Niveaus stattfindet, wird hier ein sogenannter *excited state* FADOF (ES-FADOF) realisiert. Die Population des unteren Arbeitsniveaus $5P_{3/2}$ erfolgt durch optisches Pumpen auf dem D_2 -Übergang ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$) bei 780,2 nm mittels leistungstarker Halbleiterlaser und -verstärker.

Die Entscheidung für den genannten Übergang bei 543,3 nm ist maßgeblich an die Realisierbarkeit der LIDAR-Strahlquelle gekoppelt. Sie erlaubt den Einsatz eines Ytterbium-dotierten Faserverstärkers bei 1086,6 nm, der abschließend frequenzverdoppelt wird. Ytterbium ist ein beliebtes laseraktives Medium und besitzt ein breitbandiges Verstärkungsspektrum im nahinfraroten Bereich. Zum optischen Pumpen bei 976 nm stehen besonders intensive Halbleiterquellen zur Verfügung.

Die Verwendung eines Faserverstärkers innerhalb des Brillouin-LIDARs ist aus einer Vielzahl von Gründen attraktiv. Hierzu gehört, dass die Eingangsstrahlung (Seed) des Verstärkers sehr gut hinsichtlich ihrer spektralen und temporalen Eigenschaften kontrollierbar ist. Hierdurch kann die geforderte Schmalbandigkeit

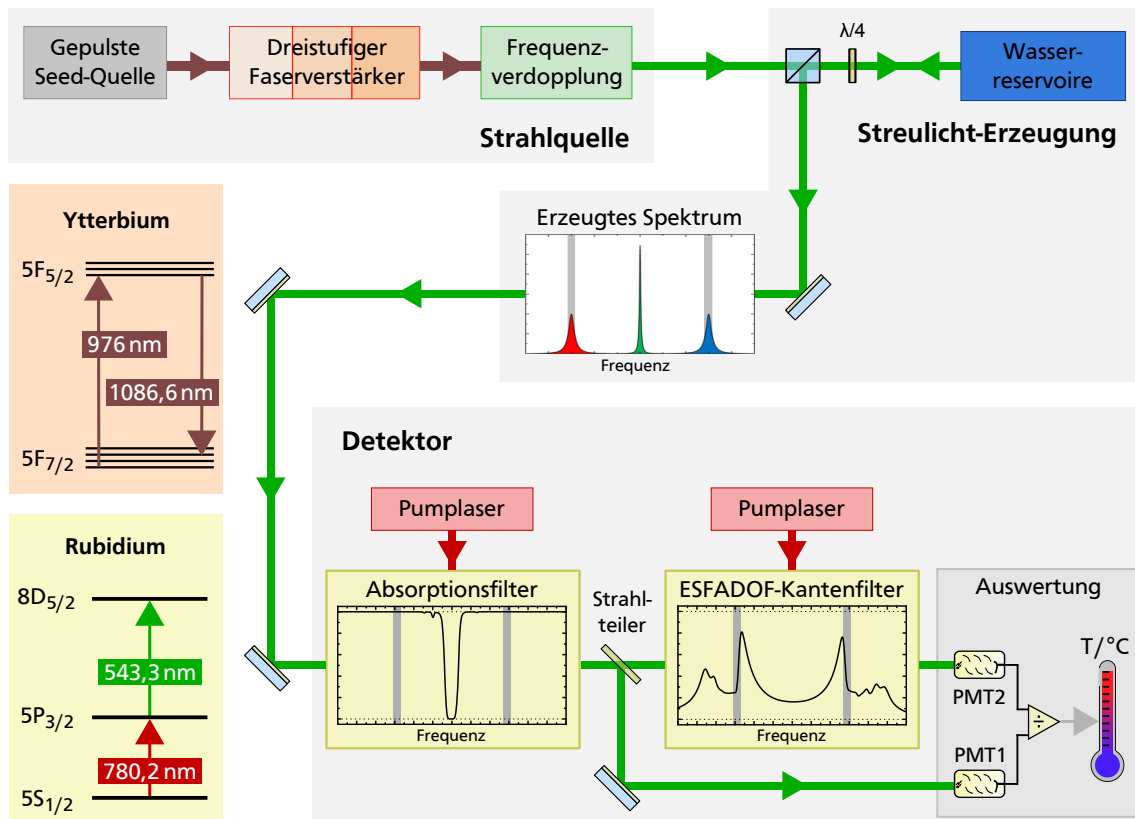


Abbildung 3.1: Überblick über das in dieser Arbeit realisierte Brillouin-LIDAR. Das System umfasst einen frequenzverdoppelten Ytterbium-Faserverstärker als Strahlquelle und ein Rubidium-basiertes Detektorsystem. Die relevanten Termschemen von Ytterbium und Rubidium sind dargestellt. Der Absorptions- und der Kantenfilter sind durch typische Transmissionsspektren illustriert, wie sie im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden. Die Frequenzbereiche der Brillouin-Streuung sind grau markiert. Da der gewählte Arbeitsübergang $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ in Rubidium zwischen zwei angeregten Zuständen liegt, wird das untere der beiden Niveaus durch optisches Pumpen populiert. Zur Demonstration des Gesamtsystems erzeugt die Strahlquelle Streulicht in einem System von Wasserreservoirs. Ein typisches Streuspektrum ist abgebildet. Das rückwärtige Streulicht wird räumlich separiert und im Detektorsystem auf seine temperaturabhängige Brillouin-Verschiebung untersucht.

der Strahlquelle erzielt werden. Zudem sind Faserverstärker allgemein anerkannt für ihre Zuverlässigkeit, Kompaktheit und Robustheit. Ebenso wie (ES)FADOF-Filter sind sie frei von resonanten Techniken und daher intrinsisch flugtauglich.

Eine komprimierte Darstellung des gesamten, realisierten Brillouin-LIDARs ist in Abbildung 3.1 gegeben. Sie fasst die Ausführungen dieses Kapitels bildlich zusammen. Der Aufbau des Detektorsystems folgt dabei dem bereits in Abschnitt 2.6.3 besprochenen Konzept. Durch die Erzeugung von Streulicht in einem System von Wasserreservoirs und dessen anschließender Detektion wird in Kapitel 6 die Funktionalität des Gesamtsystems demonstriert.

Kapitel 4

Die Strahlquelle

In diesem Kapitel wird die gepulste Strahlquelle des Brillouin-LIDARs vorgestellt. Die Emissionswellenlänge ist infolge der Detektorwahl auf 543,3 nm festgelegt. Aufgrund des Mangels an geeigneten Lasermedien wird Laserstrahlung im grünen Spektralbereich routinemäßig durch effiziente Frequenzverdopplung von Infrarotstrahlung erzeugt. Ein besonders flexibles Lasermedium im Infrarotbereich stellt Ytterbium dar. Als Dotant in Quarzglas deckt es typischerweise den Wellenlängenbereich zwischen 1030 nm und 1100 nm ab, so dass nach Frequenzverdopplung der grüne Spektralbereich zwischen 515 nm und 550 nm lückenlos zugänglich ist.

Konkret wird die Strahlquelle auf Basis eines Ytterbium-dotierten Faserverstärkers realisiert. Eine niederenergetische Seedquelle legt zunächst die zentralen Eigenschaften wie Wellenlänge, Bandbreite, Pulsdauer und Pulswiederholrate fest. Anschließend wird die Pulsenergie durch den Faserverstärker hochskaliert. Faserverstärker bieten eine Reihe von Vorzügen, die im ersten Teil dieses Abschnitts dargelegt werden. Zudem wird auf die entscheidenden Entwicklungsfortschritte der Fasergeometrie eingegangen.

Im Hauptteil des Kapitels wird der realisierte Aufbau vorgestellt und schrittweise charakterisiert. Ein erstes Augenmerk liegt dabei auf der spektral schmalbandigen Pulserzeugung, die mithilfe elektro-optischer Modulatoren erfolgt. Die Faserverstärkerstufen und die Frequenzverdopplung werden vor allem hinsichtlich der extrahierbaren Energie, der Strahlqualität und der Energiestabilität untersucht.

4.1 Faserverstärker

4.1.1 Grundlagen und Anwendungen

Faserverstärker gehören zur Klasse der optischen Verstärker und nutzen Lichtleitfasern als aktive Medien. Der Faserkern ist in den überwiegenden Fällen mit Seltenerd-Ionen dotiert. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Durch die Einkopplung von optischer Pumpstrahlung erfolgt eine Besetzungsinversion der Dotanten. Die ebenfalls eingekoppelte Signalstrahlung räumt die Inversion durch stimulierte Emission ab und erfährt somit kohärente Verstärkung. In einem Atemzug werden zumeist auch Faserlaser genannt. Die dotierte Faser stellt hierbei das optisch gepumpte Lasermedium innerhalb eines Resonators dar.

Die Lichtverstärkung in dotierten Fasern wurde erstmals in den 1960er Jahren von Snitzer vorgeschlagen und realisiert [74, 75]. Der Durchbruch gelang allerdings erst Ende der 1980er Jahre mit der Entwicklung des Erbium-dotierten Faserverstärkers [76], der die optische Telekommunikation revolutionierte. Die



Abbildung 4.1: Prinzip eines Faserverstärkers. Die Signal- wird gemeinsam mit der Pumpstrahlung in eine Seltenerd-dotierte Faser eingekoppelt. Durch Absorption der Pumpstrahlung werden die Dotanten in ein höheres Niveau angeregt. Die Signalstrahlung baut die dort erfolgte Besetzung durch stimulierte Emission wieder ab und tritt somit kohärent verstärkt aus der Faser aus.

breitbandige Erbium-Verstärkung im Bereich von $1,5\ \mu\text{m}$ bis $1,6\ \mu\text{m}$ ermöglicht die spektrale Verteilung eines Datenstroms auf benachbarte Wellenlängen (*wavelength division multiplexing*, WDM) bei gleichzeitig minimaler Dämpfung in Quarzglasfasern. Die resultierende schnelle und langreichweitige Datenübertragung machte die Entstehung des heutigen, weltumspannenden Internets möglich.

In der Folge wurde die allgemeine Attraktivität faserbasierter Lichtverstärkung erkannt, so dass weitere Seltenerd-Ionen als Dotanten kommerziell zugänglich wurden. Mit der Einführung von Doppelmantelfasern und *large mode area* (LMA) Fasern im Jahr 2002 erreichte die erzielbare Ausgangsleistung sprunghaft das kW-Regime [77]. Besondere Bedeutung kommt dem Dotant Ytterbium zu, auf Basis dessen bis heute die leistungsstärksten Systeme realisiert werden [78]. Yb-dotierte Fasern werden im Verstärker dieser Arbeit eingesetzt. Die für die Verstärkung relevanten Eigenschaften von Ytterbium werden in Abschnitt 4.1.4 vorgestellt.

Faserverstärker und -laser werden in verschiedensten Konfigurationen realisiert und angewendet. Kontinuierlich emittierende Systeme sind ebenso populär wie gepulste, die sich vom Nanosekunden- bis in den Femtosekundenbereich erstrecken. Faserlaser sind ein Garant für höchste Ausgangs- oder Spitzenleistungen. Der derzeitige Rekord bei kontinuierlicher Emission wird von kommerziellen Systemen gehalten und liegt bei 10 kW aus einer *single mode* Faser und 50 kW aus einer *multi mode* Faser [79, 80]. Sie werden bevorzugt in der Materialbearbeitung eingesetzt [81]. Das Emissionsspektrum eines Hochleistungsfaserlasers ist typischerweise zwischen 1 nm und 10 nm breit [78] und spielt in den entsprechenden Anwendungen keine Rolle. Gepulste modengelockte Faserlaser erreichen Spitzenleistung von 6 MW [82] und minimale Pulslängen im Bereich von 10 fs [83]. Sie finden u.a. Anwendung in der THz-Spektroskopie [84], der nichtlinearen Mikroskopie [85] sowie ebenfalls der Materialbearbeitung [86].

Sind klar definierte spektrale und temporale Eigenschaften der Ausgangsstrahlung gefordert, so kommen in der Regel Faserverstärker zum Einsatz. Die genannte optische Datenübertragung ist nur eine ihrer vielen Anwendungen. Im Speziellen werden sie als Strahlquelle in LIDAR-Systemen zur Erkundung der Atmosphäre eingesetzt [87, 88]. Der Aufbau eines Faserverstärkers beruht auf dem Prinzip eines *master oscillator power amplifier* (MOPA). Den Ausgangspunkt bildet der *master oscillator*, der synonym als Seedlaser bezeichnet wird. Er gibt bei geringer Ausgangsleistung die Wellenlänge und Bandbreite vor, sowie im Falle gepulster Systeme zusätzlich die Pulslänge und Wiederholrate. Die Seedstrahlung wird in den

power amplifier eingekoppelt und sorgt für eine Vorpopulation ihrer longitudinalen Mode. Diesen Vorgang bezeichnet man als *injection seeding*. Durch den Verstärker wird die optische Seedleistung unter Beibehalt der vorgegebenen Eigenschaften hochskaliert. Die zweigeteilte Anordnung ermöglicht es insbesondere, eine geringe spektrale Breite bei gleichzeitig hoher Ausgangsleistung zu realisieren.

4.1.2 Vorzüge und Limitierungen

Faserverstärker und -laser kombinieren die laseroptischen Eigenschaften von Seltenerd-Ionen mit dem gebündelten Lichteinschluss in optischen Fasern. Hieraus ergibt sich eine Reihe nennenswerter Vorzüge:

(1) Das Verstärkungsspektrum ist breitbandig und ermöglicht die abstimmbare Emission in weiten Wellenlängenbereichen. In Ytterbium ist eine Verstimmung von bis zu 110 nm bei einer durchgängigen Leistung nahe 1 W demonstriert worden. Darüber hinaus können ultrakurze Laserpulse bis runter in den Femtosekundenbereich erzeugt und verstärkt werden. (2) Im Gegensatz zu Lasermedien in Stab- oder Scheibenform ermöglichen optische Fasern die Wechselwirkung von Licht mit dem Verstärkungsmedium auf praktisch unbegrenzter Länge. Hieraus resultieren hohe Verstärkungen bereits im Einfachdurchlauf der Faser. Die entstehende Wärme kann durch das hohe Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis effizient abgeführt werden. Durch die Entwicklungsfortschritte der Fasergeometrie und den Aufbau mehrstufiger Systeme kann die Ausgangsleistung über weite Bereiche skaliert werden. (3) Das transversale Emissionsprofil ist abhängig von der Fasergeometrie. Insbesondere unter Verwendung von *single mode* Fasern ist die Strahlqualität exzellent und liegt nahe der Beugungslimitierung. (4) Die Effizienz des Verstärkungsprozesses ist allgemein hoch, bedingt durch die vorteilhafte Termstruktur der Seltenerd-Ionen. In Ytterbium sind weit über 80% möglich [77]. Zudem wird die Pumpstrahlung meist von fasergekoppelten Halbleiterdioden bereitgestellt. Hieraus resultiert ein beachtlicher elektro-optischer Gesamtwirkungsgrad. (5) Der Aufbau ist kompakt und robust. Es sind vollständig faserbasierte Systeme ohne Freistrahlstrecken möglich. Hierzu wird das Ende der Pumpfaser nahezu verlustfrei an die Verstärkerfaser gespleißt, d.h. thermisch verschmolzen. Zusätzliche Komponenten, wie z.B. Isolatoren, werden fasergekoppelt integriert. Die Systeme sind folglich justagefrei und erlauben zuverlässigen, stabilen Langzeitbetrieb.

Die genannten Vorzüge stellen ideale Voraussetzungen dar, um die in Abschnitt 2.6.2 gestellten Anforderungen an die Strahlquelle eines Brillouin-LIDARs zu erfüllen. Die große Herausforderung liegt in der Realisierung genügend hoher Pulsenergien. Hierzu sind die nachstehenden Limitierungen zu überwinden.

Eine bekannte Schwachstelle von Faserverstärkern und -lasern stellt das Auftreten von verstärkter Spontanemission (*amplified spontaneous emission*, ASE) dar. Sie besteht aus spontan emittiertem Licht, welches in der Faser geführt wird und dabei Verstärkung erfährt. Hierdurch können substantielle Anteile der Besetzungsinversion in unerwünschte, breitbandige Untergrundstrahlung umgesetzt werden. Dies gilt insbesondere für den Betrieb bei Wellenlängen am Rande des Verstärkungsspektrums. Durch spektrale Filterung, die Optimierung der Faserparameter und einen mehrstufigen Aufbau ist ASE jedoch in der Regel experimentell

beherrschbar.

Ungleich schwerer wiegt das Auftreten parasitärer nichtlinearer Effekte [77]. Sie bilden oftmals die Hauptlimitierung der Ausgangsleistung. Die relevanten Effekte können in zwei Klassen eingeteilt werden: Zum einen kommt es aufgrund der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex (Kerr-Effekt) zur Selbstphasenmodulation und zur Selbstfokussierung. Zum anderen treten inelastische Streuprozesse in Form von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) und stimulierter Raman-Streuung (SRS) auf. Allgemein sind die Verkürzung der Faserlänge sowie die Senkung der Leistungsdichte im Faserkern effektive Maßnahmen, um nichtlineare Effekte zu unterdrücken. Die damit verbundene Entwicklung der Fasergeometrie ist das Thema des nachfolgenden Abschnitts.

Stimulierte Brillouin-Streuung ist bei der Verstärkung von schmalbandiger Strahlung der dominante Effekt [15, 78] und somit für den Verstärker dieser Arbeit höchst relevant. Wie bereits in Abschnitt 2.6.1 erläutert, führt SBS zur Rückstreuung des eingestrahnten Lichts. Somit wird die Extraktion der verstärkten Strahlung in der gewünschten Vorwärtsrichtung wirkungsvoll begrenzt. Das SBS-Gewinnspektrum besitzt in Quarzglas eine Breite von ca. 40 MHz [89] und überlappt daher besonders gut mit dem Spektrum von Fourier-limitierten ns-Pulsen wie sie im Rahmen des Brillouin-LIDARs zur Anwendung kommen sollen.

Es existieren zahlreiche Methoden, um die Schwellintensität von SBS anzuheben. Sie beruhen überwiegend auf der spektralen Verbreiterung der Signalstrahlung oder des SBS-Gewinnspektrums. Erstere Variante stellt im Rahmen des Brillouin-LIDARs aufgrund der geforderten Schmalbandigkeit jedoch keine Option dar. Die zweite Variante wird durch Modulation der Schallgeschwindigkeit entlang der Faser realisiert, beispielsweise durch Anlegen eines Temperaturgradienten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Auftreten von SBS allein durch geeignete Faserwahl soweit wie möglich verhindert.

4.1.3 Fortschritte der Fasergeometrie

Die erreichbare Ausgangsleistung eines Faserverstärkers ist maßgeblich durch die Geometrie der Faser vorgegeben. Entscheidende Fortschritte wurden durch die Konzepte des Doppelmantels, des gesteigerten Kerndurchmessers und der photonischen Kristallstrukturen erreicht, die im Folgenden erläutert werden.

Konventionelle, dotierte *single mode* Fasern mit typischen Kerndurchmessern um $5\text{ }\mu\text{m}$ verlangen nach Pumpquellen mit sehr gutem Strahlprofil, die direkt in den Faserkern eingekoppelt werden können. Geeignete Pumpdioden sind jedoch nur mit Ausgangsleistungen im Wattbereich verfügbar und limitieren die Verstärkung entsprechend.

Höhere Pumpleistungen werden von Diodenbarrenlasern bereitgestellt, die aus einer engen Reihe von einzelnen Diodenemittern bestehen. Sie emittieren transversal hochmodige Profile mit maximalen Leistungen im kW-Bereich. Fasergekoppelte Systeme besitzen typischerweise Kerndurchmesser zwischen $100\text{ }\mu\text{m}$ und $400\text{ }\mu\text{m}$. Um die Strahlung solcher Hochleistungspumplaser in Verstärkerfasern nutzbar zu machen, wurden Doppelmantelfasern entwickelt. In Abbildung 4.2 (links) ist deren Aufbau im Querschnitt dargestellt. Sie sind im Vergleich zu einer

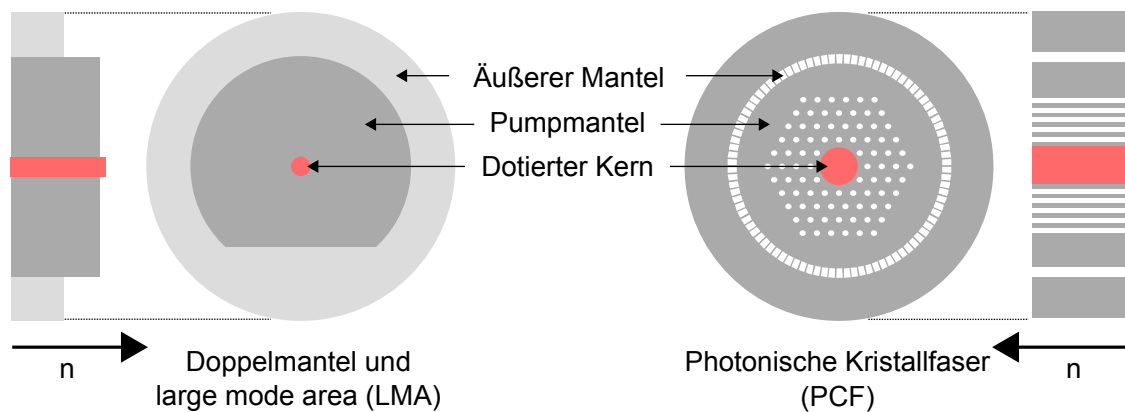


Abbildung 4.2: Meilensteine in der Entwicklung von dotierten Verstärkerfasern. Dargestellt sind die Querschnitte von Doppelmantel- und *large mode area* (LMA) Fasern (links) sowie von photonischen Kristallfasern (rechts). Der dotierte Kernbereich ist rot markiert. An den Außenseiten sind die Profile des Brechungsindex dargestellt. Die Funktionsweisen werden im Text erläutert.

klassischen Faser um einen zweiten Mantel mit weiter verringertem Brechungsindex erweitert. Der innere Mantel wird somit lichtleitend und ermöglicht bei angepasster Ausdehnung die Einkopplung von hochmodiger Pumpstrahlung. Bei der Propagation durch den Mantel durchquert die Pumpstrahlung auch den dotierten Kern und stellt die notwendige Besetzungsinversion sicher. In Anpassung an die verfügbaren Pumpquellen haben sich Manteldurchmesser zwischen $125\ \mu\text{m}$ und $400\ \mu\text{m}$ kommerziell durchgesetzt. Typischerweise ist der Querschnitt des Pumpmantels asymmetrisch gestaltet, beispielsweise in D-Form. Hierdurch wird die Ausbildung von Transversalmoden mit geringer Intensität im Kernbereich vermieden, was sich vorteilhaft auf die Pumpabsorption auswirkt.

Infolge der hohen verfügbaren Pumpleistung werden im Kern von Doppelmantelfasern immense Verstärkungen erzielt. Die Leistungsdichte erreicht dabei leicht die Zerstörschwelle des Wirtsglases und begünstigt zusätzlich das Auftreten unerwünschter nichtlinearer Effekte. In der Folge droht ein Defekt der empfindlichen Faserendflächen und somit der Ausfall des Gesamtsystems.

Höhere Ausgangsleistungen sind nur durch das Senken der Leistungsdichte möglich und werden mithilfe von *large mode area* (LMA) Fasern realisiert. Unter Beibehalt des Doppelmantels zeichnen sie sich durch einen gesteigerten Kerndurchmesser aus. Um dabei die *single mode* Emission aufrecht zu erhalten, werden die Brechungsindizes des Kerns und des Pumpmantels weitestmöglich angeglichen, angedeutet in Abbildung 4.2 (links). Gleichzeitig sinkt dadurch die numerische Apertur. Das technisch kontrollierbare Limit liegt bei einer NA von ca. 0,06 und resultiert in einem Kerndurchmesser im Bereich von $15\ \mu\text{m}$. In der Praxis können mehrmodige Fasern mit Kerndurchmessern bis ca. $30\ \mu\text{m}$ durch gezielte Modendiskriminierung *single mode* betrieben werden [90]. Positiver Nebeneffekt der Kernvergrößerung ist eine gesteigerte Pumpabsorption, da das Verhältnis zwischen Kern- und Mantelfläche steigt.

Die aktuelle Speerspitze in der Entwicklung von Verstärkerfasern stellen photonische Kristallfasern (*photonic crystal fiber*, PCF) dar. Sie überwinden die Li-

mitierungen konventioneller LMA-Fasern durch eine grundlegende Neugestaltung des Faserquerschnitts und dessen Materialkomposition, dargestellt in Abbildung 4.2 (rechts). Im Gegensatz zum üblichen Aufbau einer Lichtleitfaser besteht eine PCF aus lediglich einer Glassorte. Die Fähigkeit, Licht zu führen wird durch Mikrostrukturierung des Querschnitts mit Luftlöchern realisiert. Der Kernbereich einer PCF ist von periodisch angeordneten Luftkanälen umgeben. Durch die Kanäle wird der mittlere Brechungsindex um den Kern absenkt. Die Löcherstruktur bildet somit den Mantel des Kerns und definiert dessen Führungseigenschaften. Durch die Wahl der Kanalgröße und -dichte können die Brechungsindizes von Kern und Mantel sehr kontrolliert einander angenähert werden. Dies stellt die *single mode* Emission des Kerns auch bei großen Kerndurchmessern sicher. Die damit verbundene NA des Kerns beträgt typischerweise ca. 0,02. PCF sind folglich anfällig für Biegeverluste und werden ab Kerndurchmessern von ca. $50\text{ }\mu\text{m}$ ausschließlich in Form von rigiden Stäben gefertigt.

Gleichzeitig ist das Prinzip des Doppelmantels umsetzbar. Der Pumpmantel einer PCF wird durch einen Ring eng gereihter Luftkanäle gebildet (*air clad*). Aus dem hohen Brechungsindexunterschied zwischen dem Wirtsglas und Luft resultiert eine vorteilhaft große NA des Mantels von bis zu 0,6. Auf eine Symmetriebrechung des Pumpmantels kann verzichtet werden, da die Totalreflexion an den Kanälen unter chaotisch verteilten Winkeln stattfindet [91]. Somit werden die Transversalmoden der Pumpstrahlung intrinsisch durchmischt und eine hohe Pumpabsorption sichergestellt.

Kommerziell erhältlich sind Yb-dotierte PCFs mit Kerndurchmessern von bis zu $85\text{ }\mu\text{m}$ ¹. Modelle mit $135\text{ }\mu\text{m}$ wurden bereits erfolgreich demonstriert [92]. Im Rahmen dieser Arbeit kommen PCFs mit $40\text{ }\mu\text{m}$ und $70\text{ }\mu\text{m}$ zum Einsatz.

Aus Gründen der Vollständigkeit sei erwähnt, dass neben den hier beschriebenen index-geführten PCF auch *photonic band gap* (PGB) Fasern existieren [93]. Sie besitzen einen hohlen, oftmals luftgefüllten Kern, dessen Führungseigenschaft durch Bragg-Reflexion an der umgebenden Mikrostrukturierung gegeben ist. In Luft liegt die Schwelle zum Auftreten nichtlinearer Effekte besonders hoch. Daher eignen sich entsprechende Fasern beispielsweise zum langreichweitigen Transport hochintensiver Strahlung.

4.1.4 Ytterbium als Verstärkungsmedium

Das Verstärkungsmedium der Strahlquelle dieser Arbeit ist das Seltenerd-Element Ytterbium als dreiwertiges Ion Yb^{3+} . Es besitzt in dieser Form das einfachste Termschema aller Seltenerd-Ionen, dargestellt in Abbildung 4.3 (links). Für alle sichtbaren und nahinfraroten Wellenlängen sind lediglich zwei elektronische Zustände erreichbar: Der Grundzustand $^2\text{F}_{7/2}$ sowie der angeregte, langlebige Zustand $^2\text{F}_{5/2}$, aufgespalten in vier bzw. drei Stark-Niveaus. Die Lebensdauer des angeregten Zustands beläuft sich als Dotant in reinem Quarzglas auf ca. 1,5 ms und bedingt eine hohe Energiespeicherkapazität. Aufgrund der Abwesenheit höherer Niveaus sind Verluste durch erneute Pumpabsorption (*excited state absorption*, ESA) ausgeschlossen [89, 94].

¹NKT Photonics

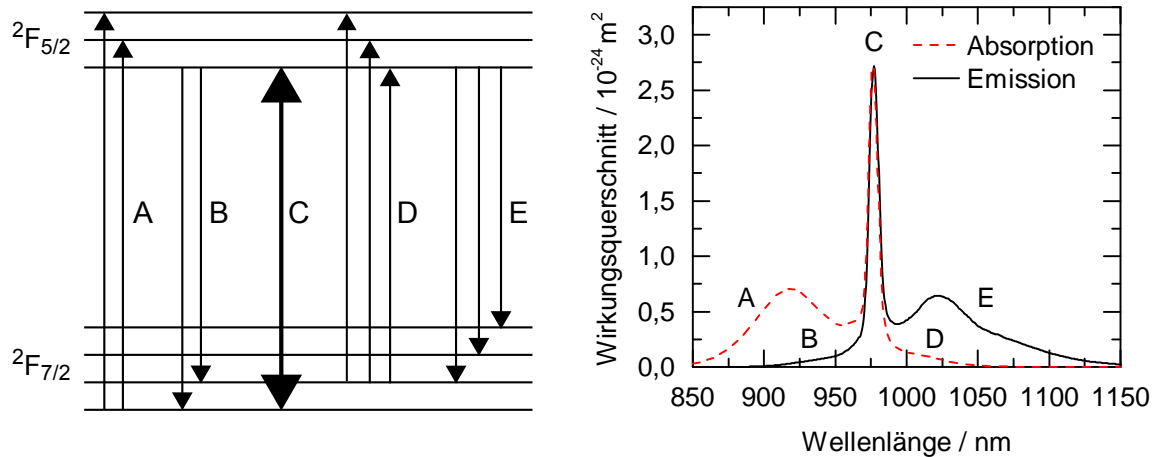


Abbildung 4.3: Energietermschema des Yb^{3+} -Ions (links) und dessen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt als Dotant in einer Quarzglas-Fasern (rechts). Die Buchstaben A bis E kennzeichnen jeweils die relevanten Übergangsbänder [94]. Die Spektren sind der Dissertation von Schorstein entnommen [15].

Infolge von homogener und inhomogener Verbreiterung werden keine diskreten Übergänge, sondern ausgedehnte Bänder beobachtet. Dies kann anhand des Absorptions- und Emissionsspektrums nachvollzogen werden, welches in Abbildung 4.3 (rechts) abgebildet ist. Beide Spektren besitzen ein gemeinsames Maximum bei 976 nm. Dies stellt die bevorzugte Pumpwellenlänge dar. Aufgrund der dabei identisch hohen Wirkungsquerschnitte werden bis zu 50% der Ionen in das angeregte Niveau überführt. Von dort ausgehend ermöglicht das ausgedehnte Emissionsband E die Verstärkung in einem weiten Wellenlängenbereich von ca. 1030 nm bis 1100 nm. Effektiv wird dabei ein geschlossenes Drei-Niveau-System mit geringem Quantendefekt und hohem Wirkungsgrad genutzt. Der Wärmeeintrag durch strahlungslose Übergänge ist entsprechend gering und bedarf lediglich in Hochleistungssystemen der aktiven Kühlung.

Je weiter die gewählte Betriebswellenlänge vom Emissionsmaximum bei ca. 1030 nm entfernt ist, desto eher wird das Auftreten von verstärkter Spontanemission (ASE) begünstigt. Mit 1086,6 nm erfolgt der Verstärkerbetrieb in dieser Arbeit in einiger Entfernung zum Emissionsmaximum. Der Entstehung von ASE wird daher mit einer hohen Seedleistung und der spektralen Filterung zwischen den einzelnen Verstärkerstufen entgegengewirkt.

4.2 Vorarbeiten

Für den erfolgreichen Betrieb des Brillouin-LIDARs werden 10 ns lange, Fourier-limitierte Pulse bei einer Wellenlänge von 543,3 nm benötigt. Die angepeilte Pulsenergie liegt im Bereich von 1 mJ bei einer Pulswiederholrate von 1 kHz. Die Frequenzverdopplung eines Yb-dotierten Faserverstärkers stellt eine attraktive Möglichkeit dar, diese Anforderungen zu erfüllen.

Wie bereits in Abschnitt 4.1.2 erläutert, liegt die besondere Herausforderung in der Fourier-limitierten Bandbreite, da sie das Auftreten stimulierter Brillouin-

Streuung begünstigt. Dies wird im Folgenden weiter verdeutlicht. Hierzu werden zunächst jene Veröffentlichungen diskutiert, die sich mit spektral und temporal vergleichbar angelegten Faserverstärkern beschäftigen. Anschließend werden die Hauptresultate der Dissertation von K. Schorstein zusammengefasst. Der von ihm aufgebaute Faserverstärker bildet die Basis des in dieser Arbeit realisierten Systems.

In Referenz [95] werden mit einem vierstufigen System Fourier-limitierte 10 ns Pulse verstärkt. Aufgrund der hohen Wiederholrate von 12 MHz beträgt die Pulsenergie lediglich $8,2 \mu\text{J}$. Es werden keine Angaben über Steigerungsmöglichkeiten bei niedrigeren Wiederholraten gemacht. Darüber hinaus werden lediglich in Referenz [96] ebenfalls Fourier-limitierte Pulse verstärkt, hierbei zu $1,6 \mu\text{J}$.

Höhere Pulsenergien werden nur berichtet, wenn das Bandbreitenkriterium gelockert wird. In Referenz [97] wurde die Seedquelle gezielt auf 28 GHz verbreitert, um das Auftreten von SBS zu unterdrücken. Aus einem fünfstufigen Verstärker werden anschließend Pulsenergien von 1,5 mJ bei einer Wiederholrate von 1 kHz extrahiert. Ähnliche Resultate werden in Referenz [98] berichtet. Eine Vielzahl weiterer Publikationen widmet sich der Pulsverstärkung bei wesentlich höheren Bandbreiten in der Größenordnung von 1 nm [90, 99, 100].

Die Dissertation von K. Schorstein hat erstmals Fourier-limitierte Pulse mit hohen Pulsenergien kombiniert. Hierzu wurde ein dreistufiger Yb-Faserverstärker mit anschließender Frequenzverdopplung aufgebaut. Die Betriebswellenlänge betrug 1064 nm. Der Betrieb war durch das Einsetzen von stimulierter Brillouin-Streuung in den Stufen zwei und drei limitiert. Die jeweiligen Pulsenergien beliefen sich auf $64 \mu\text{J}$ bzw. $516 \mu\text{J}$. Nach Frequenzverdopplung ergaben sich $131 \mu\text{J}$ bei einer Pulslänge von 7,1 ns. Die Eignung für das Brillouin-LIDAR wurde erfolgreich im Labor demonstriert. Hierzu wurde die mit den Pulsen erzeugte Brillouin-Streuung zur Vermessung einer Temperaturstufe in Wasser genutzt, detektiert durch ein Fabry-Pérot-Interferometer [15].

Folgende Schlüsse wurden aus der Arbeit von K. Schorstein gezogen: **(1)** Die erreichten Energiewerte sind beachtlich. Es ist sinnvoll an der Umsetzung eines Faserverstärkers für das Brillouin-LIDAR festzuhalten und die Entwicklung fortzusetzen. **(2)** Die Betriebswellenlänge des Faserverstärkers muss zur Vereinigung mit dem ESFADOF-Detektorsystem auf 1086,6 nm umgestellt werden. Aufgrund des geringeren Yb-Emissionsquerschnitts ist bei vergleichbaren Betriebsparametern mit geringeren Ausgangsenergien zu rechnen. **(3)** Stimulierte Brillouin-Streuung stellt die wesentliche Limitierung der Ausgangsenergie dar. Der Einsatz moderner photonischer Kristallfasern ist notwendig, um SBS effizient zu unterdrücken.

Im Zuge der Weiterentwicklung wurde eine Reihe von Modifikationen durchgeführt, die an dieser Stelle nicht im Einzelnen beleuchtet werden können. Zu den wichtigsten Änderungen zählt die Ersetzung der Fasern aller Verstärkerstufen, unter anderem durch zwei PCFs. Darüber hinaus wurde die Seedquelle grundlegend erweitert. Sie verfügt nunmehr über eine kontinuierliche Vorverstärkerstufe zur Erhöhung der Seedleistung und einen zweiten elektro-optischen Modulator. Der Gesamtaufbau des Lasersystems wird im Folgenden vorgestellt.

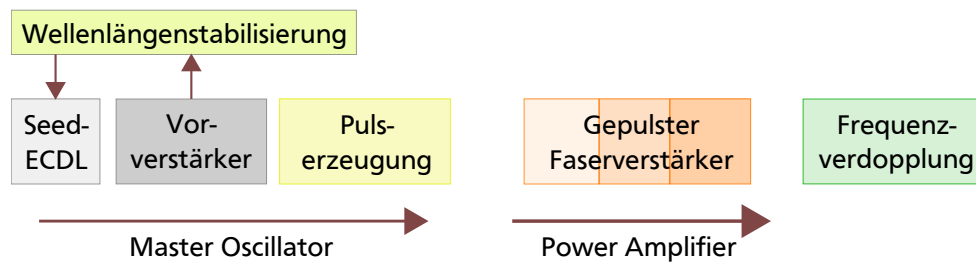


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des gesamten Lasersystems. Der Seed-ECDL erzeugt kontinuierliche, schmalbandige Strahlung bei 1086,6 nm. Nach der Vorverstärkung werden ns-Pulse ausgeschnitten. Der anschließende dreistufige Faserverstärker erhöht sukzessiv die Pulsenergie. Abschließend erfolgt die Frequenzverdopplung zu 543,3 nm. Die Wellenlängenstabilisierung erfolgt im kontinuierlichen, infraroten Abschnitt.

4.3 Aufbau

In den folgenden Abschnitten wird die experimentelle Umsetzung des gesamten, gepulsten Lasersystems vorgestellt. Es wird zunächst ein Überblick über dessen Konzeption und Aufbau gegeben, bevor die einzelnen Sektionen besprochen werden. Der Gesamtaufbau folgt dem MOPA-Prinzip und ist in Abbildung 4.4 in Kurzform dargestellt. Schmalbandige ns-Pulse werden durch das Ausschneiden der gewünschten Pulsform aus kontinuierlicher Strahlung erzeugt. Hierzu wurde ein dreigeteilter Aufbau realisiert. Den Ausgangspunkt bildet ein gitterstabilisierter Diodenlaser (*external cavity diode laser*, ECDL) bei einer Wellenlänge von 1086,6 nm. Dessen Ausgangsleistung liegt im mW-Bereich und wird durch einen Faserverstärker auf über 1 W vorverstärkt. Anschließend erfolgt das Ausschneiden der Pulse mittels zweier elektro-optischer Modulatoren. Die Energie der so erzeugten Seedpulse wird in einem dreistufigen Faserverstärker hochskaliert. Abschließend erfolgt die Frequenzverdopplung der Pulse, so dass die Betriebswellenlänge des Brillouin-LIDARs von 543,3 nm erreicht wird. Die Ausgangswellenlänge wird über ein kommerzielles Wellenlängenmessgerät stabilisiert.

Der Seed-ECDL und der Vorverstärker werden in dieser Arbeit auch zur Spektroskopie des Detektorsystems eingesetzt. Der ECDL spielt hierbei seine Stärke der hohen Abstimmbarkeit aus. Als einzige Komponente des Gesamtsystems ist er jedoch für den realen Außeneinsatz eines Brillouin-LIDARs intrinsisch ungeeignet. Der Grund liegt in der empfindlichen Rückkopplung durch das externe Gitter. Da sich das Lasersystem noch in der laborgebundenen Entwicklungsphase befindet, ist der Einsatz eines ECDLs im Rahmen dieser Arbeit jedoch unkritisch. Zum gegebenen Zeitpunkt kann er problemlos durch eine unempfindliche DFB-Laserdiode ersetzt werden. Das gleiche gilt für die innerhalb des Detektorsystems eingesetzten ECDLs.

4.3.1 Seed-ECDL und Vorverstärkung

In diesem Abschnitt wird die Erzeugung der kontinuierlichen, infraroten Seedstrahlung erläutert. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

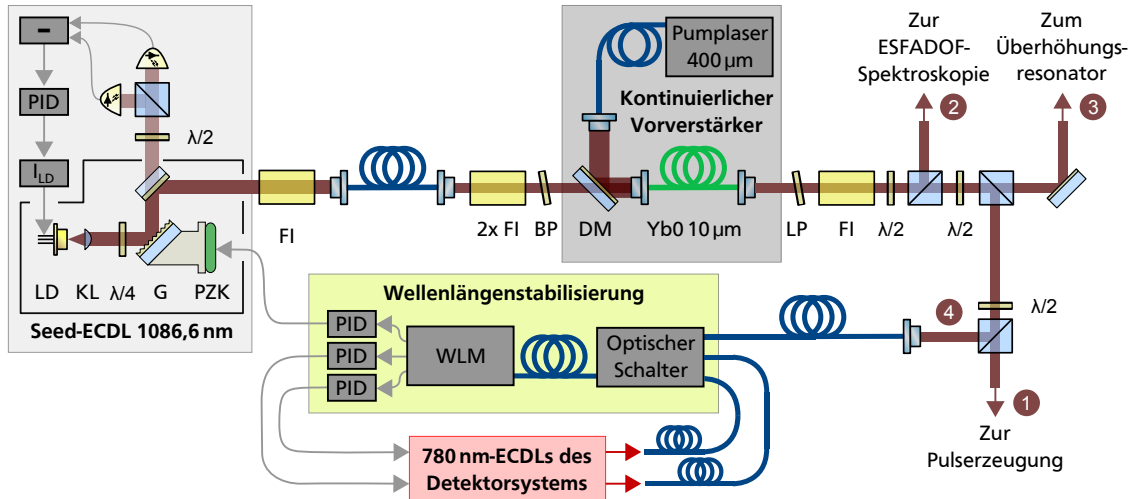


Abbildung 4.5: Aufbau des Seed-ECDLs und des Vorverstärkers. Die emittierte Strahlung bildet die Basis des gepulsten Lasersystems und wird darüber hinaus u.a. zur Spektroskopie des Detektorsystems verwendet. Dargestellt ist zudem das Schema zur Wellenlängenstabilisierung aller ECDLs dieser Arbeit. Die Komponenten im Einzelnen: Laserdiode (LD), Kollimationslinse (KL), Wellenplatten ($\lambda/4$, $\lambda/2$), Reflexionsgitter (G), Piezokristall (PZK), Regler (PID), Differenzelektronik (–), Stromsteuerung (I_{LD}), Faraday-Isolator (FI), Bandpassfilter (BP), Langpassfilter (LP), Yb-dotierte Faser (Yb0), Wellenlängenmessgerät (WLM).

Der Seed-ECDL ist mit einer antireflexbeschichteten Laserdiode² (LD) ausgestattet. Als frequenzselektives und rückkoppelndes Element wird ein holographisches Reflexionsgitter (G) in Littrow-Anordnung eingesetzt. Es spannt gemeinsam mit der Frontfacette der Laserdiode den externen Resonator auf, während der interne Resonator durch die beiden Facetten der Laserdiode selbst gebildet wird. Die minus erste Beugungsordnung des Gitters wird in die Laserdiode rückreflektiert, während die nullte Beugungsordnung als Nutzstrahl ausgekoppelt wird. Das Reflexionsgitter ist auf einen piezoelektrischen Kristall (PZK) montiert und kann über eine extern angelegte Spannung räumlich bewegt werden. Diese Anordnung erlaubt den infrequenten und durchstimmbaren Betrieb der Laserdiode über einen weiten Teil des Emissionsspektrums.

Am Seed-ECDL der Strahlquelle (sowie am ESFADOF-seitigen ECDL) wurde ein neuartiges Stabilisierungsverfahren angewandt. Der interne und externe Resonator werden dabei stets in Resonanz zueinander gehalten. Dies ermöglicht besonders große, modensprungfreie Durchstimmbereiche, verglichen mit der etablierten *feed-forward* Methode. Das Verfahren wurde von T. Führer aus der gleichen Arbeitsgruppe entwickelt und basiert auf dem bekannten Hänsch-Couillaud-Verfahren [101]. Durch eine $\lambda/4$ -Platte innerhalb des externen Resonators wird die Resonanzinformation auf den Polarisationszustand des emittierten Lichts übertragen. Ein Teil des Nutzstrahls wird an einem Polarisationsstrahlteiler in seine *s*- und *p*-Anteile aufgespalten und mit zwei Photodioden detektiert. Das elektrische Differenzsignal ist aufgrund seiner bipolaren Natur als Fehlersignal eines aktiven Regelkreises geeignet. Die $\lambda/2$ -Platte vor dem Strahlteiler stellt den Nulldurch-

²Sacher SAL-1080-80

gang des Fehlersignals sicher. Als Stellglied des Regelkreises wird der Injektionsstrom der Laserdiode verwendet, welcher direkt die interne Resonatorlänge beeinflusst. Ein PID-Regler erzeugt aus dem Fehlersignal ein geeignetes Regelsignal, welches an den Modulationseingang der Stromsteuerung angelegt wird. Ändert sich die externe Resonatorlänge, erhält der Regelkreis die Resonanz mit dem internen Resonator über die Modulation des Injektionsstroms aufrecht. Das Anlegen geeigneter Spannungsrampen an den Piezokristall der Gitterhalterung führt zum modensprungfreien Durchstimmen der Emissionswellenlänge über den gesamten Piezohub.

Diodenlaser reagieren typischerweise empfindlich auf optische Rückkopplung aus nachfolgenden Verstärkerstufen. Dies äußert sich in einer verringerten Wellenlängenstabilität, einem reduzierten Durchstimmbereich oder im Extremfall in einem Defekt der Laserdiode. Zwischen jedem Seed-ECDL und dem darauf folgenden Verstärker befindet sich daher mindestens ein Faraday-Isolator (FI), um wirksame Rückkopplung vom Verstärker in den ECDL zu unterbinden.

Die Strahlung des ECDLs wird über eine *single mode* Faser zu einem Ytterbium-Faserverstärker geleitet und darin kontinuierlich vorverstärkt. Die Ausgangsstrahlung wird durch drei aufeinander folgende Paare von je einer $\lambda/2$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel in bis zu vier Teilstrahlen aufgespalten. Die Stellwinkel der $\lambda/2$ -Platten lassen dabei beliebige Leistungsverteilungen zu. Die Nutzung der Teilstrahlen gestaltet sich wie folgt:

(1) Der erste Teilstrahl wird zur Pulsformungseinheit geleitet und dient anschließend als Seedstrahlung des gepulsten Ytterbium-Faserverstärkers. Auf diesen Ast konzentrieren sich alle weiteren Abschnitte dieses Kapitels.

(2) Der zweite Teilstrahl wird zur Spektroskopie des Detektorsystems eingesetzt (siehe Kapitel 5). Die Strahlung wird hierzu im *single pass* Verfahren frequenzverdoppelt. Die weite, modensprungfreie Durchstimmbarkeit des Seed-ECDLs gewährt einen bis zu 60 GHz weiten Untersuchungsbereich um den gewählten Rubidium-Übergang bei 543,3nm.

(3) Der dritte Teilstrahl wird in einem Überhöhungsresonator effizient frequenzverdoppelt. Der Resonator besitzt *bowtie* Geometrie und ist über das Pound-Drever-Hall-Verfahren stabilisiert. Als nichtlineares Medium kommt ein LBO-Kristall zum Einsatz. Der Aufbau und die Charakterisierung des Resonators sind ausführlich in [102] beschrieben. Die Ausgangsleistung von bis zu 600 mW bei 543,3 nm kann u.a. für die kontinuierliche Erzeugung von Brillouin-Streuung in Wasser genutzt werden.

(4) Der letzte Teilstrahl steht fasergekoppelt für die Bestimmung und Stabilisierung der Wellenlänge zur Verfügung. Dies erlaubt es insbesondere, die Emissionswellenlänge des gepulsten Faserverstärkers und des Überhöhungsresonators zu stabilisieren. Das gewählte Verfahren wird im nun folgenden Abschnitt erläutert.

4.3.2 Wellenlängenstabilisierung

Thermisch oder anderweitig bedingte Drifts der ECDL-Wellenlänge werden durch das im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Stabilisierungsverfahren nicht ausgeglichen. Für eine absolute Wellenlängenstabilisierung ist daher ein weiterer Re-

gelkreis anzulegen. Als Stellglied dieses Regelkreises steht die externe Resonatorlänge zur Verfügung, die über die Spannung des Piezokristalls zugänglich ist. Das Fehlersignal kann über gängige Verfahren, wie z.B. die Doppler-freie Sättigungsspektroskopie, generiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein kommerzielles Wellenlängenmessgerät³ (*wavelength meter*, WLM) zur Erzeugung des Fehlersignals eingesetzt. Die Wellenlänge wird interferometrisch mithilfe mehrerer integrierter Fizeau-Etalons bestimmt. Hierdurch ergibt sich eine unbegrenzte Flexibilität bezüglich der gewünschten Wellenlänge. Die Absolutgenauigkeit bei der Einkopplung über eine *single mode* Faser ist mit 60 MHz spezifiziert, bei einer Anzeigeauflösung von 250 kHz. Die Vermessung eines stabilisierten Helium-Neon-Lasers zeigte, dass die Absolutgenauigkeit realistisch unter 10 MHz liegt, was für die Untersuchungen dieser Arbeit ausreichend ist.

Das realisierte Stabilisierungsschema ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Um alle drei Seed-ECDLs dieser Arbeit gleichzeitig auf drei verschiedene Wellenlängen stabilisieren zu können, wurde das WLM um einen optischen Mehrkanalschalter⁴ erweitert. Die Umschaltzeit zwischen zwei Kanälen beträgt ca. 30 ms. Bei drei aktiven Kanälen limitiert dies die Regelbandbreite der Stabilisierung auf maximal 11 Hz. Für die Kompensation thermischer Drifts ist diese Bandbreite ausreichend hoch. Der optische Schalter und das WLM sind über eine unendlich einmodige photonische Kristallfaser⁵ verbunden. Hierdurch die oben genannte Genauigkeit bei allen relevanten Wellenlängen sichergestellt. Da das WLM und der optische Schalter im Nachbarlabor installiert sind, werden die vorgesehenen Teilstrahlen der drei ECDLs über 25 m lange *single mode* Fasern zum optischen Schalter transportiert.

Die Erzeugung der Fehlersignale erfolgt rechnergestützt in *LabView*⁶. Die ausgelesenen Wellenlängen der einzelnen Kanäle werden in separat implementierten PID-Reglern verarbeitet. Die Regelsignale werden über die Analogausgänge von zwei DAQ-Karten⁷ ausgegeben und an die Modulationseingänge des jeweiligen Piezo-Verstärkers angelegt.

4.3.3 Elektro-optische Pulserzeugung

Der Gesamtaufbau der LIDAR-Strahlquelle ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Der Seed-ECDL, der kontinuierliche Vorverstärker sowie die Wellenlängenstabilisierung wurden bereits vorgestellt und sind hier vereinfacht abgebildet. Nachfolgend werden die fünf weiteren Sektionen erläutert.

Die kontinuierlich verstärkte Seedstrahlung wird zunächst in die Pulsformungseinheit geleitet, bestehend aus einem elektro-optischen Modulator⁸ (EOM) und einem fasergekoppelten Mach-Zehnder-Intensitätsmodulator⁹ (MZIM). Die beiden Modulatoren schneiden im Zusammenspiel Nanosekundenpulse aus dem

³HighFinesse WS-7 Super Precision

⁴HighFinesse WS-7 Multi Channel Option

⁵Newport F-SM8-C-1FC

⁶National Instruments

⁷National Instruments myDAQ

⁸Lasermetrics 5046ER

⁹Photline NIR-MX-LN-10-PD-P-P-FA-FA

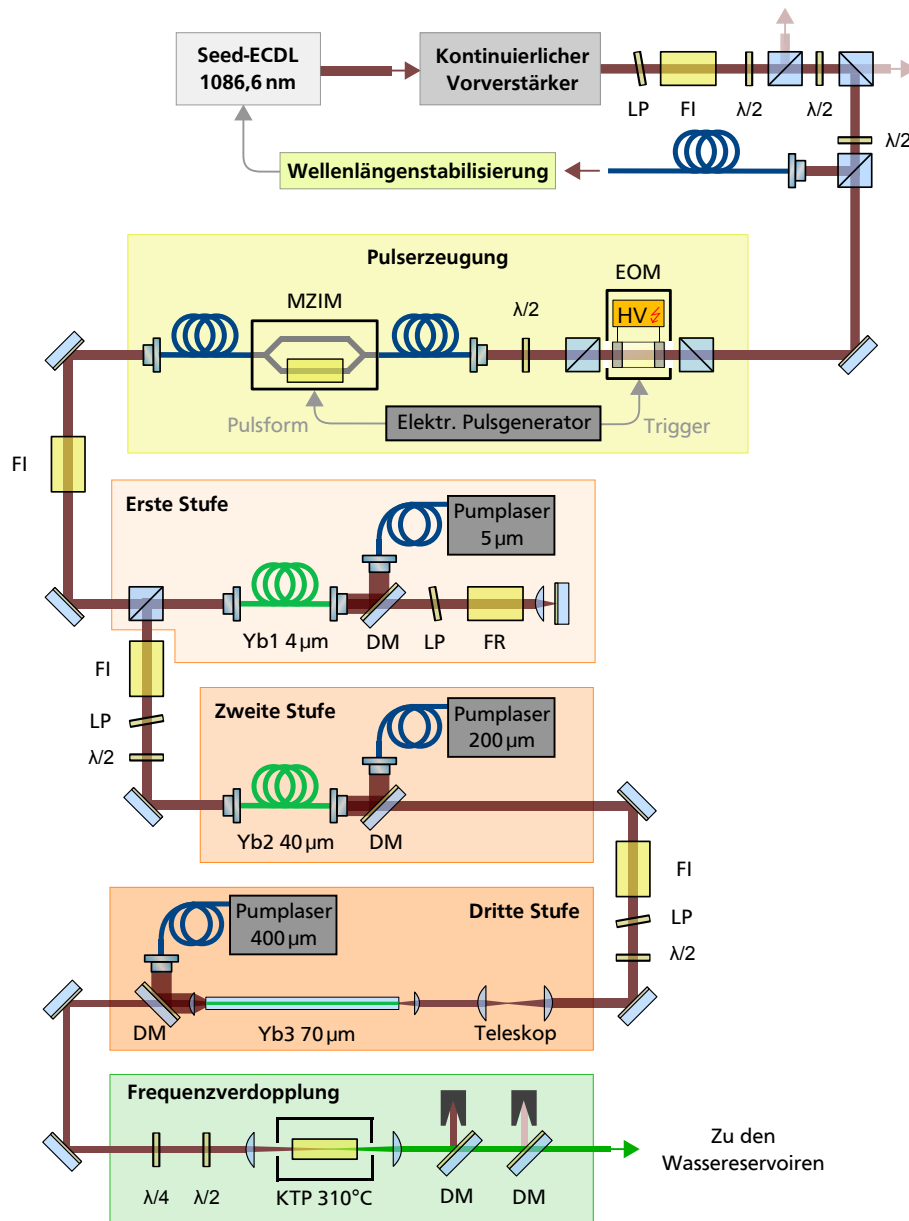


Abbildung 4.6: Gesamtaufbau der gepulsten Strahlquelle, bestehend aus dem Seed-ECDL, dem Vorverstärker, der Pulserzeugungseinheit, dem dreistufigen Faserverstärker und der abschließenden Frequenzverdopplung. Der Seed-ECDL und der Vorverstärker sind im Detail bereits in Abbildung 4.5 dargestellt. An den Yb-dotierten Fasern und den Transportfasern der Pumplaser sind die Kerndurchmesser notiert. Die Komponenten im Einzelnen: elektro-optischer Modulator (EOM), Mach-Zehnder-Intensitätsmodulator (MZIM), dichroitischer Spiegel (DM), Wellenplatten ($\lambda/4$, $\lambda/2$), Faraday-Isolator (FI), Faraday-Rotator (FR), Langpassfilter (LP), Yb-dotierte Fasern (Yb1, Yb2, Yb3), nichtlinearer Kristall (KTP).

kontinuierlichen Eingangsstrahl aus und erzeugen die gewünschte gepulste Seedstrahlung mit Fourier-limitierter Bandbreite.

Der EOM ist zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren positioniert und beinhaltet eine KD*P-Pockels-Zelle, die unter elektrischer Hochspannung optisch aktiv wird (Pockels-Effekt). Durch Anlegen eines Hochspannungspulses, dessen Amplitude der Halbwellenspannung entspricht, wird die Polarisation um 90° gedreht. Der entsprechende Lichtpuls kann folglich den zweiten Polarisator passieren. Die resultierende Pulsform wird durch das Schaltverhalten der Hochspannungssteuerung festgelegt und kann nicht beeinflusst werden. Als einziger Parameter ist die Pulslänge zwischen 7 ns und 1 μ s zugänglich. Die Einstellung erfolgt über ein Potentiometer und ist mit einer abgeschätzten Unsicherheit von etwa ± 1 ns reproduzierbar. Das Auslöschungsverhältnis wird mit mindestens 30 dB angegeben. Die Pulserzeugung wird über ein eingehendes Triggersignal initialisiert. Gemäß den Spezifikationen kann die Wiederholrate bis zu 5 kHz betragen. Aufgrund der hohen Abwärme der Resistorbänke wurde die Wiederholrate im Dauerbetrieb auf 1 kHz begrenzt.

Eine bekannte und zumeist unerwünschte Eigenschaft von Pockels-Zellen ist das Auftreten von piezoelektrischem Ringing [103, 104]. Durch jeden Hochspannungspuls wird eine mechanische Verformung der Zelle induziert (direkter piezoelektrischer Effekt). Ausgehend von den Ringelektroden der Zelle breiten sich Schallwellen aus, die nach Reflexion an den Facetten in der Zellmitte interferieren. Die entstehende Dichtemodulation erzeugt wiederum eine elektrische Spannung (inverser piezoelektrischer Effekt) und führt zu einer erneuten Transmission durch die gekreuzten Polarisatoren. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch bis die propagierenden Schallwellen abgeklungen sind. Der entstehende Intensitätsverlauf wird im Folgenden als Ringing bezeichnet. Die zeitliche Verzögerung zwischen der Pulserzeugung und dem Auftreten des Ringings liegt je nach Zelllänge und Schallgeschwindigkeit im Bereich weniger μ s.

Wie für den vorliegenden Fall später gezeigt wird, übersteigt die Pulsenergie des Ringings die der ns-Pulse um etwa eine Größenordnung. Im nachfolgenden Faserverstärker werden beide Anteile verstärkt und konkurrieren daher um die Besetzungsinversion. Zudem ist eine getrennte Bestimmung der Pulsenergien erschwert, da gängige Pyrodetektoren keine genügende Zeitauflösung besitzen. Einer gezielten Verstärkung und Charakterisierung der ns-Pulse steht das Ringing des EOMs daher im Wege.

Zur Lösung dieser Problematik wird die vom EOM transmittierte Strahlung mit einem weiteren Modulator nachgeschnitten. Der genannte MZIM ist herstellerseitig auf beiden Seiten mit polarisationserhaltenden *single mode* Fasern ausgestattet. Die Eingangspolarisation wird mit einer $\lambda/2$ -Platte angepasst. Intern wird die eingekoppelte Strahlung in zwei Äste aufgespalten. Einer der Äste enthält eine LiNbO₃-Pockels-Zelle zur Modulation der Phase. Nach der Zusammenführung der beiden Äste interferieren die Teilstrahlen je nach angelegter Spannung konstruktiv oder destruktiv. Aufgrund der miniaturisierten Bauweise des MZIMs beträgt die Spannungsdifferenz dabei lediglich ca. 5 V. Dies liegt mehr als drei Größenordnungen unter der Halbwellenspannung des EOMs. Piezoelektrisches Ringing wird daher nicht beobachtet. Die internen optischen Verluste sind vom Hersteller

mit 5 dB (31,6%) beziffert. Die Zerstörschwelle des Modulators ist spezifiziert mit 100 mW Leistung im kontinuierlichen Betrieb bzw. mit 10 mW mittlerer Leistung und 4 W Spitzenleistung bei vorgeschrittenen 10 ns-Pulsen [105]. Letzteres Limit wird durch die vom EOM kommende Strahlung eingehalten.

Der MZIM ist mit einer externen Vorspannungsversorgung¹⁰ (*modulator bias controller*, MBC) verbunden. Neben dem manuellen Wechsel zwischen minimaler und maximaler Transmission erlaubt der MBC eine Ditherstabilisierung der Vorspannung im Hinblick auf maximale Auslöschung. Auf die Stabilisierung kann verzichtet werden, wenn die Temperatur des MZIMs keinen Schwankungen unterliegt [105]. Der MZIM wurde daher in einen temperaturstabilisierten Kupferblock eingelassen und bei konstanter Vorspannung betrieben.

Die gewünschte Pulsform wird über ein extern angelegtes Spannungssignal frei bestimmt. Die Modulationsbandbreite beläuft sich auf über 10 GHz, so dass minimale Pulslängen im zweistelligen Pikosekundenbereich realisiert werden können. Das Auslöschungsverhältnis ist analog zum EOM mit mindestens 30 dB spezifiziert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde über einen Pulsgenerator¹¹ ein Rechteckpuls mit einer Breite von 60 ns an den MZIM übergeben. Durch geeignete Triggerung koinzidiert die Rechteckmitte mit dem Hochspannungsmaximum des EOMs. Die Pulsform des EOMs wird daher unverändert übernommen, während das unerwünschte Ringing gedämpft wird. Als weiterer, positiver Nebeneffekt wird auch das restliche, konstante Lecklicht des EOMs weiter abgeschwächt. Die vom MZIM emittierten Pulse werden der ersten gepulsten Verstärkerstufe zugeleitet. Ein Faraday-Isolator schützt den MZIM dabei vor zurücklaufenden Pulsen.

Die gesamte Pulserzeugungssektion kann auf kontinuierlichen Lichtdurchlass umgeschaltet werden. Dies ermöglicht die Justage und Charakterisierung der nachfolgenden Faserverstärkerstufen im kontinuierlichen Betrieb. Hierzu wird eine $\lambda/2$ -Platte zwischen den EOM und dessen hinteren Polarisator eingefügt. Bei abwesender Hochspannung wird das gekreuzte Polarisatorpaar dadurch überbrückt. Gleichzeitig wird der MZIM über eine geeignete Vorspannung am MBC auf maximale Transmission eingestellt. In dieser Konfiguration ist allerdings die Vorverstärkung der Seedstrahlung zu reduzieren, um die Zerstörschwelle des MZIM von 100 mW kontinuierlicher Eingangsleistung einzuhalten.

4.3.4 Gepulster Faserverstärker

Der gepulste Faserverstärker besteht aus insgesamt drei aufeinander folgenden Stufen und ist ebenfalls in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Eigenschaften der verwendeten, Ytterbium-dotierten Verstärkerfasern und deren Pumplaser sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Die Fasergeometrie ist in jeder Stufe an das Niveau der Verstärkung angepasst. Insbesondere betrifft diese den sukzessiv steigenden Kerndurchmesser. Alle Fasern emittieren ausschließlich grundmodig. In den großkernigen Fasern der zweiten und dritten Stufe ist dies durch die photonische Kristallstruktur sichergestellt. Die Faser der dritten Stufe ist zudem als starrer Glasstab ausgeführt, um Verwindungen ihrer Struktur zu unterbinden, die die Lichtleitung abschwächen können. Mit der

¹⁰Photline MBC-DG-BT

¹¹Philips FM5712

Tabelle 4.1: Eigenschaften der in den drei Stufen verwendeten Verstärkerfasern und Pump-laser. Die Pumpabsorption bezieht sich auf eine Wellenlänge von 976 nm und ist bei den Fa-sern der zweiten und dritten Stufe bezüglich der im Pumpmantel propagierenden Strahlung spezifiziert. Der Kern jeder Faser besteht aus Ytterbium-dotiertem Quarzglas, der Pump-mantel aus reinem Quarzglas. Die maximalen Pumpleistungen wurden experimentell be-stimmt.

Stufe	1	2	3
Faser Hersteller	Fibercore	NKT Photonics	NKT Photonics
Faser Modell	DF1100	DC-200/40-PZ-Yb	DC-200/70-PM-Yb-ROD
Faser Typ	Stufenindex	PCF (flexibel)	PCF (Stabform)
Faser Länge	1 m	1,5 m	0,55 m
Kern Ø	3,8 μm	40 μm	70 μm
Kern NA	0,15	0,03	0,02
Pumpmantel Ø	-	200 μm	200 μm
Pumpmantel NA	-	0,55	0,6
Pumpabsorption	$> 10^3$ dB/m	~ 10 dB/m	~ 30 dB/m
Polarisationserhaltung	-	> 15 dB	> 15 dB
Pumplaser Hersteller	Lumics	LIMO	LIMO
Pumplaser Modell	LU975M300	30-F200-DL980	HLU60F400-976
Pumplaser Typ	DFB-Diode	Diodenbarren	Diodenbarren
Pumpfaserkern Ø	5,3 μm	200 μm	400 μm
Pumpleistung max.	275 mW	26,7 W	49,0 W

photonischen Kristallstruktur geht eine geringe numerische Apertur des Kerns von 0,03 bzw. 0,02 einher, wodurch besondere Sorgfalt bei der Einkopplung gefordert ist. Vor der dritten Stufe war eine Verkleinerung des Strahldurchmessers mithilfe eines Teleskops notwendig.

Die Faserenden der ersten Stufe wurden eigenhändig mit SMA-Steckern versehen und hochglanzpoliert. Die flexible PCF der zweiten Stufe ist herstellereitig mit SMA-Hochleistungssteckern ausgestattet. Zum Schutz der Luftlöcher vor Verschmutzung sind die Faserenden auf einer Länge von ca. 50 μm durch einen Schmelzvorgang verschlossen. Die stabförmige PCF der dritten Stufe besitzt nach dem gleichen Prinzip versiegelte Facetten, jedoch keine Besteckung. Die Ausgangsfacette ist mit einer 8 mm langen, anti-reflexbeschichteten Quarzglaskappe verschmolzen, in der die austretende Strahlung ungeführt divergiert. Hierdurch wird die Zerstörschwelle erhöht, da die Spitzenintensität beim finalen Glas-Luft-Übergang sinkt. Abgesehen von der Glaskappe sind die Faserendflächen aller Stufen unter Winkeln zwischen 3° und 8° poliert. In die Faser rückreflektiertes Licht wird somit nicht mehr geführt und das Einsetzen von Laseraktivität unterdrückt.

Das Pumplicht wird in jeder Stufe von einem fasergekoppelten 976 nm-Pumplaser bereitgestellt. Über einen dichroitischen Spiegel wird die Pump- mit

der Verstärkerstrahlung antikollinear überlagert und rückwärtig in die Faser injiziert. Im Fall der ersten Stufe ist die Pumpquelle eine DFB-Laserdiode, die an eine *single mode* Faser gekoppelt ist. Dies ermöglicht das direkte Pumpen des Faserkerns der ersten Verstärkerfaser. Die Pumpquellen der zweiten und dritten Stufe sind leistungsstarke Diodenbarren, konnektiert mit großkernigen *multi mode* Fasern, und werden in den Pumpmantel der Verstärkerfasern eingekoppelt.

Die erste Stufe ist in einer Doppelpass-Konfiguration aufgebaut. Hierdurch wird im gepulsten Betrieb eine erhöhte Verstärkung erzielt und zugleich die fehlende Polarisationserhaltung der Faser kompensiert. Nach einmaliger Verstärkung innerhalb der Faser durchläuft das Licht einen Faraday-Rotator und wird daraufhin retroreflektiert. Nach dem erneuten Durchlauf des Faraday-Rotators und der Verstärkerfaser ist die Polarisation orthogonal zur ursprünglichen, unabhängig von der Doppelbrechung in der Faser. Die Strahlung wird daher am Polarisationsstrahlteiler vor der ersten Stufe reflektiert und der zweiten Stufe zugeleitet. In den Stufen zwei und drei wurde auf eine Doppelpass-Anordnung verzichtet, da die Rückkopplung infolge der geringen NA des Kerns ungleich empfindlicher und verlustanfälliger ist. Die Stufen zwei und drei werden daher lediglich einfach durchlaufen. Die Polarisationserhaltung ist jeweils durch die Fasergeometrie sichergestellt.

Zwischen den Stufen erfolgt optische Isolation gegen rücklaufende Pulse (Faraday Isolator), die Anpassung der Polarisation an die nachfolgende Stufe ($\lambda/2$ -Platte) sowie die spektrale Filterung von ASE-Anteilen (Langpass-Filter). Eine zusätzliche ASE-Filterung findet zwischen den beiden Durchläufen der ersten Stufe statt. Das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung kann in jeder Stufe überprüft werden, indem das aus der Faser rückgestreute Licht beobachtet wird. Hierzu wurde jeweils der Seitenausgang des vorangehenden Faraday-Isolators genutzt.

4.3.5 Frequenzverdopplung

Der Ausgangsstrahl der dritten Stufe wird unmittelbar der Frequenzverdopplung zugeführt. Als nichtlineares Medium kommt ein KTP-Kristall¹² mit einer Länge von 10 mm zum Einsatz. Der Kristall ist beidseitig für die fundamentale und die frequenzverdoppelte Wellenlänge antireflexbeschichtet. Die Schnittwinkel betragen $\Theta = 90^\circ$ und $\phi = 0^\circ$. Die Typ-II-Phasenanpassung erfolgt nichtkritisch über die Kristalltemperatur. Hierzu ist der Kristall in einen selbstgebauten Ofen eingebettet. Die mit dem Programm SNLO¹³ berechnete Phasenanpassungstemperatur beläuft sich auf $323,7^\circ\text{C}$. Experimentell hat sich bei einer Temperatur von 310°C die höchste Konversionseffizienz gezeigt. Diese Temperatur wurde daher im Folgenden angewandt. Die Regelgenauigkeit des verwendeten Temperaturreglers¹⁴ beträgt 1%. Verglichen mit der großen Temperaturtoleranz von 24°C des KTP-Kristalls ist diese Genauigkeit ausreichend.

Der Aufbau der Frequenzverdopplung ist der Darstellung des Gesamtaufbaus in Abbildung 4.6 zu entnehmen. Zunächst wird die eingehende Polarisation über die beiden Wellenplatten an den Verdopplungsprozess angepasst. Über eine Linse mit einer Brennweite von 75 mm wird die Infrarotstrahlung in den KTP-Kristall

¹²Molecular Technology GmbH

¹⁴Horst HT 30

¹³Version 60, AS-Photonics LLC

fokussiert. Der Austrittsstrahl enthält sowohl frequenzverdoppelte als auch fundamentale Anteile. Nach der Kollimation mit einer Linse der Brennweite 125 mm wird die Fundamentalstrahlung an zwei dichroitischen Spiegeln abgetrennt und in Strahlfallen absorbiert. Die am zweiten Spiegel reflektierte Pulsenergie ist dabei vernachlässigbar klein. Die in Transmission verbleibende Strahlung bei 543,3 nm wird schließlich den Wasserreservoir zur dortigen Erzeugung von spontaner Brillouin-Streuung zugeleitet.

4.4 Experimentelle Ergebnisse

4.4.1 Seed-ECDL und Vorverstärkung

Der Seed-ECDL emittiert eine maximale optische Leistung von 59 mW. Durch den kontinuierlichen Faserverstärker wird die Leistung auf 1,36 W erhöht. Der ASE-Anteil wurde mit einem optischen Spektrumanalysator¹⁵ ermittelt. Das ASE-Maximum liegt bei 1036 nm und ist mit 31 dB gegenüber der Nutzstrahlung bei 1086,6 nm ausreichend unterdrückt.

Die Linienbreite der vorverstärkten Seedstrahlung wurde mit einem konfokalen Fabry-Pérot-Interferometer¹⁶ zu 3,4 MHz bestimmt. Der Wert ist durch die Finesse des Interferometers begrenzt und stellt daher eine obere Schranke der Linienbreite dar. Die tatsächliche Linienbreite, insbesondere auf der Zeitskala von Nanosekunden, liegt deutlich niedriger. Verglichen mit der Linienverbreiterung, die durch das Ausschneiden der ns-Pulse einhergeht, ist die Linienbreite des ECDLs vernachlässigbar.

4.4.2 Wellenlängenstabilisierung

Mithilfe des beschriebenen Wellenlängenmessgeräts erfolgt die Absolutstabilisierung der ECDL-Emission auf eine Wellenlänge von 1086,6 nm. Nach der finalen Frequenzverdopplung wird der gewählte Arbeitsübergang $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ in Rubidium bei 543,3 nm erreicht. Exemplarisch wird hier jene Stabilisierung präsentiert, die während des später in Kapitel 6 präsentierten, 90-minütigen Demonstrations-experiments stattfand. Hierzu ist in Abbildung 4.7 die Frequenzabweichung im Infraroten dargestellt. Simultan wurden die beiden 780 nm-ECDLs des Detektorsystems stabilisiert, deren Frequenzverläufe vergleichbar und hier nicht dargestellt sind.

Die Stabilisierung erfolgt zuverlässig mit einer Standardabweichung von 0,93 MHz. Bei der Frequenzverdopplung erhöhen sich die Abweichungen um den Faktor 2. Die Störungen, insbesondere um die 20. Minute, sind durch zeitgleiches Arbeiten am optischen Tisch begründet. Die erreichte Genauigkeit ist für die Untersuchungen dieser Arbeit ausreichend, insbesondere da der ESFADOFF-Kantenfilter Frequenzschwankungen im MHz-Bereich sehr gut kompensiert. Die Wellenlängenstabilisierung war während aller Charakterisierungen dieses Kapitels aktiv.

¹⁵Ando AQ6373

¹⁶Toptica FPI 100

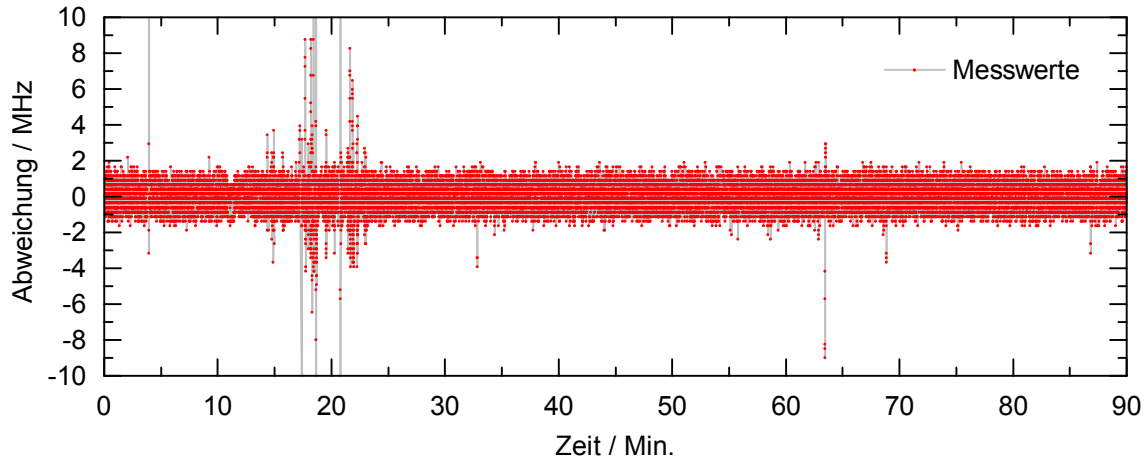


Abbildung 4.7: Stabilisierung der Emissionswellenlänge des Seed-ECDLs über das Wellenlängenmessgerät auf 1086,6 nm. Nach der Frequenzverdopplung wird der Arbeitsübergang in Rubidium erreicht. Die Standardabweichung beträgt 0,93 MHz. Man erkennt die Digitalisierungsstufen des WLMs im Abstand von 250 kHz. Die Integrationszeit der WLM-internen CCD-Zeilenkamera pro Datenpunkt betrug 50 ms.

4.4.3 Elektro-optische Pulserzeugung

Im Folgenden wird die Pulserzeugungseinheit, bestehend aus dem elektro-optischen Modulator (EOM) und dem Mach-Zehnder-Intensitätsmodulator (MZIM) charakterisiert. Die optischen Verluste beim Durchgang durch den EOM sind vernachlässigbar klein. Die Transmission durch den MZIM wurde im kontinuierlichen Betrieb zu 35,7% bestimmt. Dieser Wert akkumuliert die Verluste der Fasereinkopplung sowie die internen Verluste. Unter der Annahme, dass die internen Verluste der Herstellerangabe entsprechen, beläuft sich die Einkoppeleffizienz auf 53%.

Hauptinstrument zur Charakterisierung der Modulatoren ist eine Lawinen-Photodiode¹⁷ (*avalanche photo diode*, APD) mit einer Anstiegszeit von 0,45 ns. Zur Reduktion des Rauschens wurde bei allen Messungen über jeweils 1000 Zeitverläufe gemittelt. Pulsdauern werden über die volle Halbwertsbreite ermittelt. Die APD wurde hinter der Faserauskopplung des MZIMs positioniert. Hier kann sowohl der gemeinsame Betrieb wie auch der Einzelbetrieb der Modulatoren untersucht werden. Für letzteres wird der jeweils andere Modulator in den überbrückten bzw. kontinuierlichen Betrieb geschaltet.

Zunächst wird die Pulsformung des EOMs bei maximalem, kontinuierlichem Durchlass des MZIMs untersucht. Der EOM schneidet aus der kontinuierlichen Seedstrahlung ns-Pulse variabler Länge mit einer Wiederholrate von 1 kHz aus. Er definiert damit maßgeblich die temporalen und spektralen Eigenschaften der finalen Ausgangsstrahlung. Die erzeugten Pulsformen sind in Abbildung 4.9 (links) für Pulsängen zwischen 7 ns und 20 ns aufgetragen. Ab einer Pulsdauer von ca. 15 ns erreicht der EOM seine maximale Transmission und erzeugt zunehmend rechteckige Pulsformen. Es wird angenommen, dass die Pulsspitzenleistung der einge-

¹⁷Laser Components SAR500S3 mit Hochspannungsmodul ABC550-04

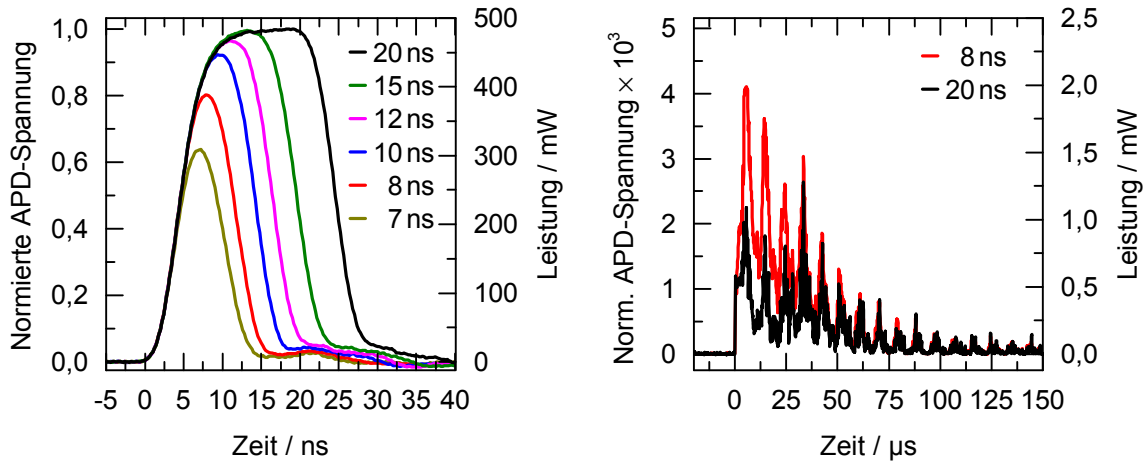


Abbildung 4.8: (links) Pulsformen des EOMs zwischen 7 ns und 20 ns. (rechts) Piezoelektrisches Ringing führt zur erneuten Transmission von Licht, hier dargestellt für 8 ns und 20 ns. Die ns-Pulse selbst werden bei der Messung auf dieser Zeitskala nicht aufgelöst.

henden Seedleistung von 1,36 W entspricht, vermindert um die Transmission des MZIMs. Die Graphen sind um eine entsprechende Leistungsachse erweitert. Durch zeitliche Integration der Pulse auf Basis dieser Skalierung erhält man die Pulsenergien, die sich im einstelligen nJ-Bereich bewegen. Das Auslöschungsverhältnis des EOMs wurde durch Messung der optischen Leistung vor und hinter dem gekreuzten Polarisatorpaar zu 32,1 dB ermittelt.

Aufgrund der geringen Pulsenergien kann die spektrale Breite der Pulse nicht gemessen werden. Sie wurde indirekt aus der Fourier-Transformation der zeitlichen Intensitätsverläufe bestimmt. Da die Verläufe von der idealen Gauß-Form abweichen, liegt die spektrale Breite im betrachteten Pulsdauerbereich zwischen 7% (bei 7 ns) und 22% (bei 20 ns) oberhalb der Fourier-limitierten Bandbreite. Die Seedpulse sind daher als nahezu Fourier-limitiert zu betrachten.

Die Beobachtung des APD-Signals bei geänderter Zeit- und Amplitudenauflösung offenbart das piezoelektrische Ringing des EOMs. Verglichen mit den ns-Pulsen ist es intensitätsschwächer (Faktor $\sim 10^{-3}$), aber zeitlich ausgedehnter (Faktor $\sim 10^4$). Der Zeitverlauf des Ringings ist in Abbildung 4.9 (rechts) dargestellt. Der Zeitpunkt $t = 0$ deckt sich mit jenem des linken Teils der Abbildung. Die ns-Pulse werden auf der μ s-Skala nicht aufgelöst. Das Ringing äußert sich durch klar ausgeprägte Maxima im periodischen Abstand von $(9,17 \pm 0,01) \mu$ s. Die Amplitude klingt exponentiell mit einer Zeitkonstante von $(41 \pm 3) \mu$ s ab. Unter der Annahme, dass die induzierten Schallwellen innerhalb einer Periode von der Zellmitte zu den Außenfacetten und wieder zurück propagieren, ergibt sich bei der gegebenen Zelllänge von 40 mm eine Schallgeschwindigkeit in der KD*P-Zelle von $(4363 \pm 5) \text{ m/s}$. Dies deckt sich mit dem Bereich von 4000 m/s bis 6000 m/s, in den die Schallgeschwindigkeit piezoelektrischer Materialien typischerweise fällt [106]. Mit steigender ns-Pulsdauer nimmt die Amplitude und somit auch die Energie des Ringings ab. Als Ursache wird vermutet, dass der mechanische Stress und somit auch die Intensität der Schallwellen mit steigendem Abstand der Hochspannungsflanken sinkt.

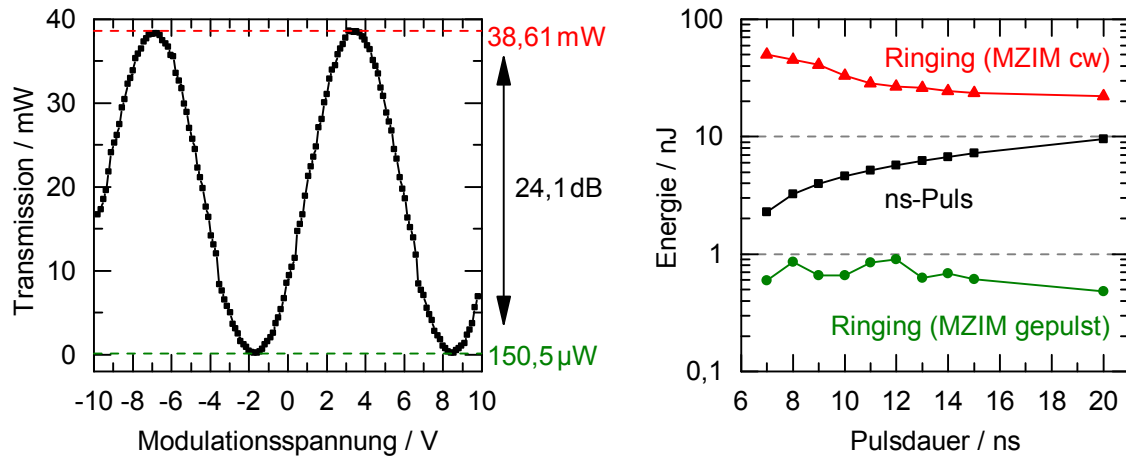


Abbildung 4.9: (links) Transmission des MZIM als Funktion der angelegten Modulationsspannung (Transferfunktion). Aus dem Minimum und Maximum ergibt sich das Auslöschungsverhältnis zu 24,1 dB. (rechts) Energie der ns-Pulse (schwarz) sowie des EOM-Ringings bei kontinuierlichem (rot) und gepulsten Betrieb (grün) des MZIMs als Funktion der Pulsdauer. Die abgeschwächten Ringingenergien zeigen keinen kontinuierlichen Verlauf, da die zugrundeliegenden Ringingpulsformen nahe der Rauschgrenze liegen.

In Abbildung 4.9 (rechts) sind die Energien der ns-Pulse (schwarz) und des Ringings (rot) logarithmisch als Funktion der Pulsdauer aufgetragen. Die Ringingenergie übersteigt die der ns-Pulse deutlich, insbesondere bei kleinen Pulsdauern um mehr als eine Größenordnung. Dies führt zu einer substantiellen Verstärkung des Ringings im anschließenden Faserverstärker, obwohl die ns-Pulse zeitlich vorausgehen. Die grünen Datenpunkte zeigen die Ringingenergie nach Aktivierung des gepulsten Betriebs des MZIMs. Sie wird in der Folge um ca. zwei Größenordnungen vermindert, während die Energie der ns-Pulse nahezu unverändert bleibt. Der gepulste Faserverstärker emittiert bei dieser Seedkonfiguration keinerlei detektierbaren Anteile des Ringings. Der MZIM stellt somit in Ergänzung zum EOM die reine Verstärkung der ns-Pulse sicher.

Um dies zu untermauern, wird der MZIM im Folgenden genauer untersucht. Die Transmission in Abhängigkeit der Modulationsspannung wird als Transferfunktion bezeichnet. Sie wurde im kontinuierlichen Betrieb des MZIMs durch die Variation der Vorspannung ermittelt und ist in Abbildung 4.9 (links) aufgetragen. Die Messung erfolgte mit einem Leistungsmesskopf¹⁸. Der sinusförmige Verlauf deckt die Extrema der Transmission jeweils zweifach ab. Aus dem Verhältnis der minimalen zur maximalen Transmission ergibt sich das Auslöschungsverhältnis zu 24,1 dB. Es lag vormals deutlich höher bei einem Wert von 38,9 dB [107]. Die Reduktion ist möglicherweise durch eine Beschädigung infolge zu hoher eingekoppelter Leistung im kontinuierlichen Betrieb oder eine Degradation verursacht worden.

Beim Wechsel in den gepulsten Betrieb wird die Vorspannung des Modulators auf den Wert des ersten Transmissionsminimums eingestellt und der elektrische Pulsgenerator aktiviert. Der erzeugte Rechteckpuls wird zur Vorspannung addiert

¹⁸Coherent Fieldmaster LM-2 VIS

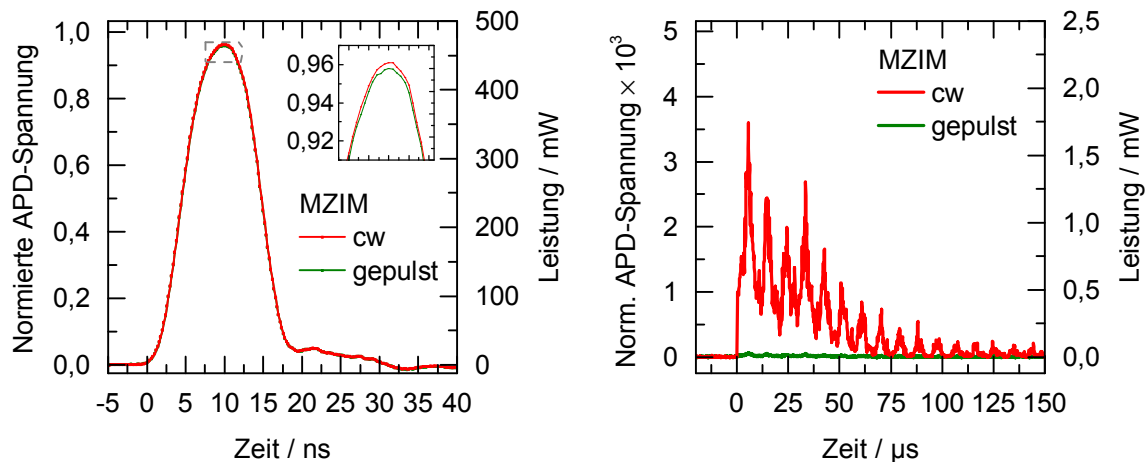


Abbildung 4.10: Vergleich der 10 ns-Pulsform des EOMs (links) und des EOM-Ringings (rechts) bei kontinuierlichem, maximalem Durchlass des MZIM (rot) und im gepulsten MZIM-Betrieb (grün). In letzterem Fall wird die EOM-Pulsform mittels eines 60 ns langen Transmissionsfensters des MZIMs nachgeschnitten, während das Ringing dessen Minimaltransmission erfährt.

und öffnet ein 60 ns-Fenster maximaler MZIM-Transmission. Der EOM wird auf die Fenstermitte getriggert. In Abbildung 4.10 (links) wird die 10 ns-Pulsform des EOMs bei den beiden Betriebsmodi des MZIMs verglichen. Es zeigt sich eine minimale Abschwächung durch den gepulsten Betrieb des MZIM bei ansonsten unveränderter Pulsform. Die Pulsenergien differieren um lediglich 0,5%.

In Abbildung 4.10 (rechts) sind die Ringingverläufe, die auf die beiden 10 ns-Pulsformen im linken Teil der Abbildung folgen, dargestellt. Das Ringing des EOMs erfährt die Minimal-Transmission des MZIMs und wird entsprechend des Auslöschungsverhältnisses gedämpft. Der gedämpfte Ringingverlauf hebt sich nur schwach vom Detektionsrauschen ab.

Zusammengefasst werden durch das vorgestellte Tandem aus EOM und MZIM reine ns-Pulse erzeugt, die ideal zur Verstärkung im anschließenden Faserverstärker geeignet sind. Für dessen nun folgende Charakterisierung wurde die Pulsdauer des EOMs auf 14 ns eingestellt, so dass nach der Frequenzverdopplung grüne Pulse mit einer Dauer von 10 ns erhalten werden. Die Seedenergie der 14 ns-Pulse beträgt bei maximaler Vorverstärkung 6,8 nJ.

4.4.4 Erste und zweite Faserverstärkerstufe

Im Folgenden werden die drei gepulsten Faserverstärkerstufen anhand ausgewählter Charakterisierungen vorgestellt. Im Zentrum des Interesses steht die jeweils extrahierbare Pulsenergie, sowohl in Abhängigkeit der Pumpleistung wie auch der Seedenergie. Alle Pulsenergien wurden mit einem Pyrodetektor¹⁹ aufgenommen, der zur Erhöhung der Messempfindlichkeit über einen Transimpedanzverstärker ausgelesen wurde. Jeder Datenpunkt ist über 2500 Einzelmessungen gemittelt.

Bereits an dieser Stelle sei erwähnt, dass keine der Verstärkerstufen durch sti-

¹⁹Gentec QE12

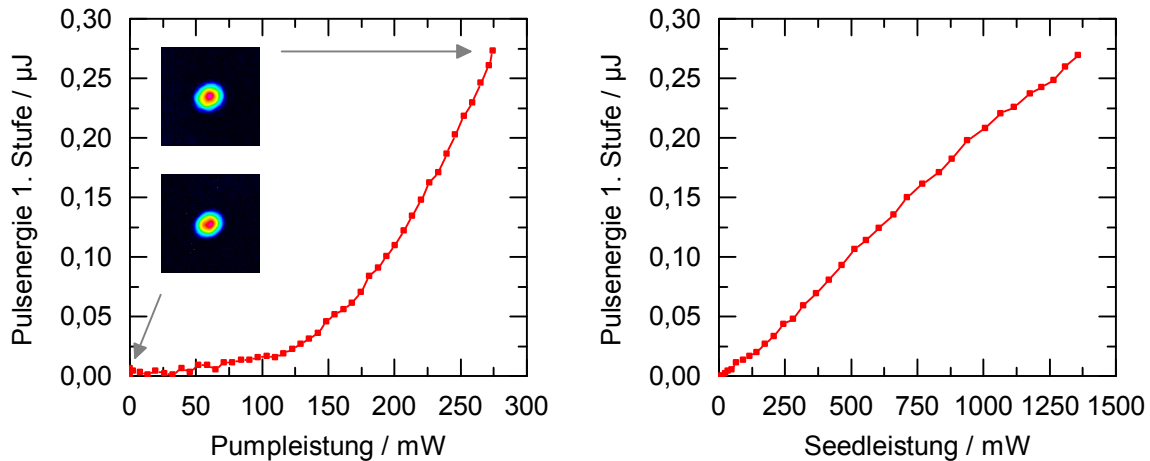


Abbildung 4.11: Pulsenergie der ersten Verstärkerstufe als Funktion der Pumpleistung (links) und der Seedleistung (rechts). Es kann eine maximale Energie von $0,27 \mu\text{J}$ extrahiert werden. Die Strahlprofile wurden bei maximaler und verschwindender Pumpleistung aufgenommen.

multierte Brillouin-Streuung limitiert ist. Hierzu wurde das jeweils rückgestreute Licht mit der APD beobachtet und nach dem von Schorstein entwickelten Kriterium untersucht [15]. Die Ausgangsenergie jeder Stufe ist allein durch die vorhandene Pumpleistung beschränkt.

Die erste Stufe ist in Doppelpass-Konfiguration aufgebaut. Die DFB-Pumpdiode emittiert eine maximale Leistung von 274 mW und wird direkt in den dotierten Faserkern eingekoppelt. Das optische Spektrum der Pumpstrahlung zeigt bei allen Injektionsströmen einen gleichbleibend guten Überlapp mit dem Absorptionsspektrum von Ytterbium.

In Abbildung 4.11 (links) ist die Energie der emittierten Pulse als Funktion der Pumpleistung aufgetragen. Die Energie zeigt verhaltenes Wachstum bis zu einer Pumpleistung von 100 mW , darüber hinaus ab 200 mW jedoch einen steilen, nahezu linearen Anstieg. Eine Sättigung ist nicht zu beobachten. Das Strahlprofil bleibt infolge der Verstärkung unverändert und ist erwartungsgemäß grundmodig.

Mit einer Gesamtverstärkung von 16 dB wird die Pulsenergie vom nJ - in den μJ -Bereich überführt. Die maximale Ausgangsenergie beläuft sich auf $0,27 \mu\text{J}$. Sie wurde auch nach dem einfachen Durchlauf der Faser gemessen und beträgt dort 63 nJ . Somit findet das Gros des absoluten Energieanstiegs im zweiten Durchlauf statt. Die Doppelpass-Konfiguration ist folglich gewinnbringend. Dies gilt nicht im kontinuierlichen Betrieb. Hier sättigt die Verstärkung bereits im Einfachdurchlauf und der Doppelpass erzielt im Vergleich eine geringere Leistung, da er seine Rückkopplungsverluste nicht kompensieren kann.

Die Ausgangsenergie in Abhängigkeit der injizierten Seedenergie ist in Abbildung 4.11 (rechts) aufgetragen. Hierzu wurde die Pumpleistung des kontinuierlichen Faserverstärkers variiert. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang, ebenfalls ohne Anzeichen von Sättigung.

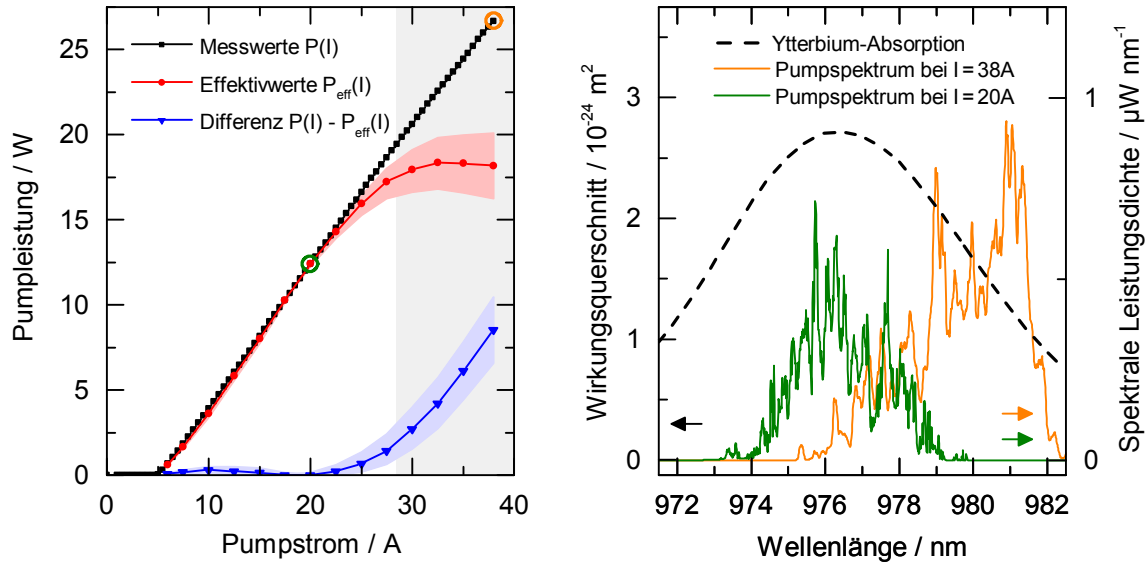


Abbildung 4.12: (links) Optische Leistung der Pumpquelle der zweiten Stufe. Die Effektivwerte (rot) und deren Differenz (blau) zu den Messwerten (schwarz) resultieren aus einer Analyse des Überlapps des jeweiligen Pumpspektrums mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt von Ytterbium. Im rechten Teil ist der Wirkungsquerschnitt zusammen mit zwei gemessenen Spektren dargestellt. Die Temperatur des Pumpdiodenbarrens betrug bei allen Messungen 24°C. Mit Beginn des grau hinterlegten Leistungsbereichs stagniert die Energiekennlinie der gepumpten zweiten Stufe.

Bezüglich der zweiten Verstärkerstufe wird zunächst der verwendete Pumpplaser charakterisiert. Hierzu wurden die Leistung und das Spektrum der Pumpstrahlung als Funktion des Injektionsstroms untersucht. Die Leistungskennlinie des Pumplasers ist in Abbildung 4.12 (links) in schwarz dargestellt. Nach Überwinden der Laserschwelle steigt die Leistung linear mit dem Strom auf bis zu 26,7 W an. Das optische Spektrum verschiebt sich mit zunehmendem Strom zu höheren Wellenlängen. Exemplarisch sind zwei Spektren in Abbildung 4.12 (rechts) dargestellt, gemeinsam mit einem Ausschnitt des Absorptionswirkungsquerschnitts $A(\lambda)$ von Ytterbium aus Abschnitt 4.1.4. Der spektrale Überlapp des Pumpspektrums mit dem Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Resonanz mit dem Pumpübergang. Bezüglich des verwendeten Pumplasers sind die Extremfälle des optimalen, zentralen Überlapps ($I = 20 \text{ A}$) und größtmöglicher Verstimmung ($I = 38 \text{ A}$) dargestellt. Prinzipiell kann der spektrale Überlapp bei hohen Strömen durch eine niedrigere Diodentemperatur verbessert werden. Aufgrund der teilweise erhöhten Raumfeuchte im Labor wurde auf diese Option verzichtet, da andernfalls eine Beschädigungsgefahr durch Kondensation am Lasergehäuse entsteht.

Im Folgenden wurde der spektrale Überlapp $L(I)$ für alle aufgenommenen Spektren $S(\lambda, I)$ als Funktion des Pumpstroms I quantifiziert, gemäß

$$L(I) = \frac{\int S(\lambda, I) \cdot A(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda, I) d\lambda}. \quad (4.1)$$

Hierbei werden die Pumpspektren mithilfe des Wirkungsquerschnitts gewichtet.

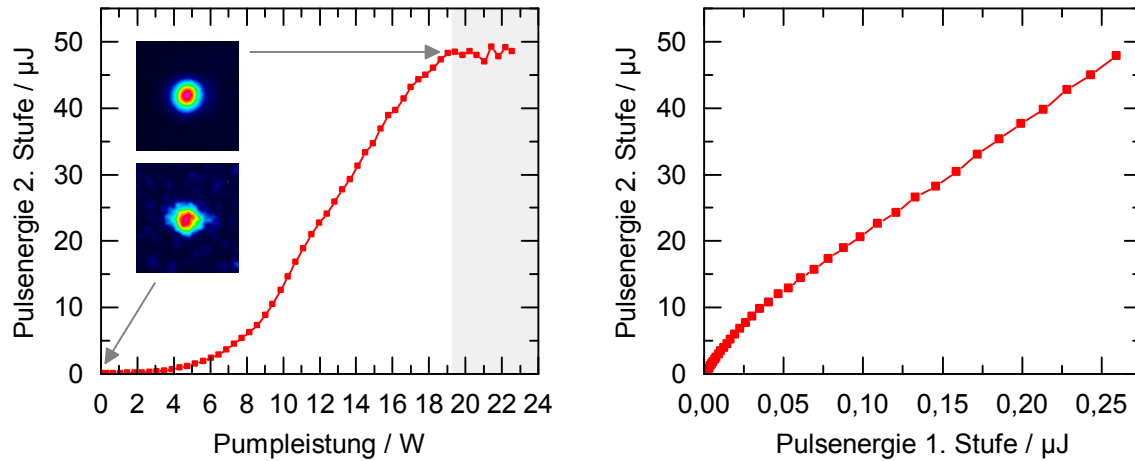


Abbildung 4.13: Pulsenergie der zweiten Verstärkerstufe als Funktion der Pumpleistung (links) und der Seedenergie (rechts). Die Energiekennlinie sättigt aufgrund der spektralen Verschiebung der Pumpquelle. Der grau hinterlegte Sättigungsbereich ist deckungsgleich dem in Abbildung 4.12 dargestellten. An der Schwelle zur Sättigung beträgt die Pulsenergie $48,2 \mu\text{J}$. Die Strahlprofile wurden bei verschwindender Pumpleistung sowie am Arbeitspunkt bei 19 W aufgenommen.

Die Division durch die Gesamtleistung des Spektrums eliminiert die Abhängigkeit von der optischen Leistung. Die resultierende Kurve weist ihr Maximum im bereits dargestellten Fall bei 20 A auf. Unter der Annahme, dass im Überlappmaximum die optische Leistung vollständig absorbiert wird, erfolgt die Normierung auf einen Wert von 1. Durch Multiplikation des normierten Überlapps mit den gemessenen optischen Leistungen $P(I)$ werden schließlich Effektivwerte $P_{\text{eff}}(I)$ der Pumpleistung erhalten:

$$P_{\text{eff}}(I) = P(I) \cdot \frac{L(I)}{\max[L(I)]}. \quad (4.2)$$

Diese sind in Abbildung 4.12 (links) dargestellt (rot), gemeinsam mit der Differenz $P(I) - P_{\text{eff}}(I)$ (blau), die als nichtresonanter Teil der Pumpleistung angesehen werden kann. Die unterlegten, farbigen Flächen berücksichtigen die angenommene Unsicherheit der Spektrenaufnahme von $\pm 0,5 \text{ nm}$. Während für kleine und mittlere Pumpströme die Mess- und Effektivwerte nahezu deckungsgleich sind, erfolgt ab ca. 30 A eine Sättigung der Effektivleistung aufgrund der spektralen Verschiebung.

Die gepumpte Faserverstärkerstufe zeigt infolgedessen ein ähnliches Verhalten bezüglich der verstärkten Pulsenergie. Die graue Hinterlegung markiert den Pumpleistungsbereich, ab dem die nachfolgend präsentierte Energiekennlinie in eine Stagnation übergeht. Die Korrelation mit der effektiven Pumpleistung ist eindeutig als Ursache zu identifizieren. Eine wirkungsvolle Lösung dieser Problematik besteht im Einsatz gitterstabilisierter Diodenbarrenlaser. Sie emittieren vergleichbar hohe Leistungen bei fester Wellenlänge und reduzierter Bandbreite ($< 1 \text{ nm}$).

Die zweite Stufe verwendet eine PCF mit einem Kerndurchmesser von $40 \mu\text{m}$ als Verstärkungsmedium. Der Pump laser wird in den inneren Mantel injiziert. Die

Ausgangsenergie in Abhängigkeit der Pumpleistung ist in Abbildung 4.13 (links) aufgetragen. Ähnlich wie in der ersten Stufe steigt die Energie zunächst langsam und nimmt ab einer Pumpleistung von ca. 10 W einen deutlich steileren, linearen Verlauf an. Ab ca. 17 W Pumpleistung flacht der Energieverlauf ab und stagniert ab ca. 19 W mit leichten Schwankungen, markiert durch die graue Hinterlegung. Die Ursache liegt in der zuvor dargelegten Verstimmung des Pumpspektrums begründet. Das gleichzeitige Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung als limitierender Effekt wurde explizit ausgeschlossen. Hierzu wurde ein Teil der aus der Faser rückgestreuten Strahlung mit der APD detektiert. Dabei traten keine der für SBS typischen Pulsspitzen auf. In der Arbeit von Schorstein wurde die SBS-Schwelle in der zweiten Stufe bei einer Pulsenergie von $64 \mu\text{J}$ erreicht, allerdings in einer um den Faktor 8 längeren Faser mit einem kleineren Kerndurchmesser von $28 \mu\text{m}$ [15]. Es ist daher von einer deutlich höheren Schwelle für die zweite Stufe dieser Arbeit auszugehen.

Als Arbeitspunkt für den weiteren Betrieb wurde eine Pumpleistung von 19 W ausgewählt. Es wird an dieser Stelle eine Pulsenergie von $48,2 \mu\text{J}$ erreicht. Die Abhängigkeit der Puls- von der Seedenergie wurde durch Änderung der Pumpleistung der ersten Stufe gemessen und ist in Abbildung 4.13 (rechts) dargestellt. Ab einer Seedenergie von $0,05 \mu\text{J}$ steigt die Pulsenergie gleichbleibend linear mit einer Verstärkung von 22,5 dB. Dies untermauert, dass die Verstärkerstufe an sich nicht gesättigt ist und höhere Energien erzielt werden können.

Das dargestellte Strahlprofil bei ausgeschaltetem Pumplaser besitzt eine mehreckige Struktur, in der sich die den Kernbereich umgebenden Luftkanäle abzeichnen. Das zweite Strahlprofil wurde am gewählten Arbeitspunkt aufgenommen. Infolge der auf den dotierten Kernbereich beschränkten Verstärkung wird nunmehr ein rein grundmodiges Profil erzielt.

4.4.5 Dritte Faserverstärkerstufe und Frequenzverdopplung

Die Pumpquelle der dritten Stufe wurde der identischen Charakterisierung wie die der zweiten unterzogen. Die korrespondierenden Graphen sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Die ermittelten Effektivwerte der Pumpleistung weichen hier erst nahe dem Maximalstrom signifikant von der gemessenen Pumpleistung ab. Dennoch resultiert hieraus auch für den Betrieb der dritten Stufe eine Stagnation der Pulsenergie.

In der dritten Stufe werden die Pulse in einer weiteren PCF verstärkt, bevor die Frequenzverdopplung in den grünen Spektralbereich erfolgt. Beide Sektionen werden im Folgenden gemeinsam charakterisiert. Hierzu wurde ein weiterer Pyrodetektor²⁰ verwendet, der die Energie der frequenzverdoppelten Pulse $E_{\text{Grün}}$ nach Abtrennung der restlichen Fundamentalstrahlung misst. Er ist zur Erhöhung der Empfindlichkeit ebenfalls mit einem Transimpedanzverstärker ausgestattet. Der bereits erwähnte Pyrodetektor nimmt simultan die Energie der abgetrennten Infrarotstrahlung $E_{\text{IR,Rest}}$ auf. Aus den beiden Messwerten können zusätzlich die Pulsenergie der dritten Stufe $E_{\text{IR}} = E_{\text{Grün}} + E_{\text{IR,Rest}}$ sowie die Konversionseffizienz $\eta = E_{\text{Grün}}/E_{\text{IR}}$ gewonnen werden.

²⁰Gentec QE4

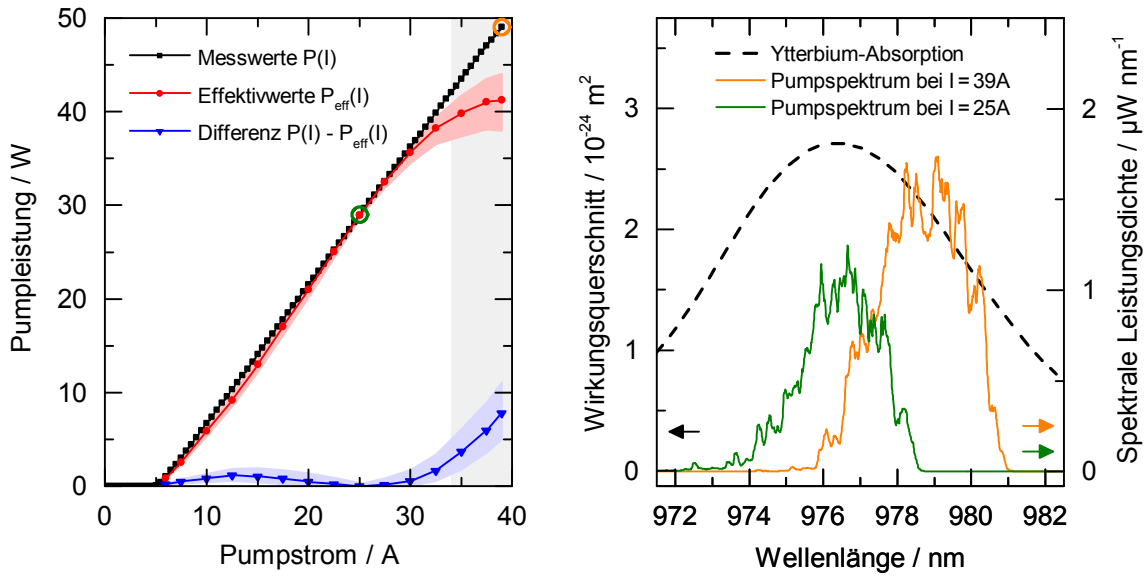


Abbildung 4.14: (links) Optische Leistung der Pumpquelle der dritten Stufe. Die Effektivwerte (rot) und deren Differenz (blau) zu den Messwerten (schwarz) resultieren aus einer Analyse des Überlapps des jeweiligen Pumpspektrums mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt von Ytterbium. Im rechten Teil ist der Wirkungsquerschnitt zusammen mit zwei gemessenen Spektren dargestellt. Die Temperatur des Pumpdiodenbarrens betrug bei allen Messungen 24°C. Mit Beginn des grau hinterlegten Leistungsbereichs erfährt die Energiekennlinie der gepumpten dritten Stufe einen leichten Rückgang.

In Abbildung 4.15 (links) sind die Pulsenergien E_{IR} und $E_{\text{Grün}}$ (rote und grüne Datenpunkte) sowie die Konversionseffizienz η (schwarze Datenpunkte) in Abhängigkeit der Pumpleistung der dritten Verstärkerstufe aufgetragen. Die Infrarotpulsenergie E_{IR} wächst bis zu einer Pumpleistung von 41 W kontinuierlich an. Darüber hinaus wird ein leichter Rückgang beobachtet. Das Auftreten von SBS als limitierender Einfluss wurde auch hier durch Beobachtung des aus der Faser rückgestreuten Lichts ausgeschlossen. Zudem wird das Verstärkungsmaximum stets bei der gleichen Pumpleistung angenommen, unabhängig von Pulsdauer, Seedenergie und auch im kontinuierlichen Betrieb. Als Ursache ist daher wie in der zweiten Stufe die Spektrumsverschiebung der Pumpstrahlung zu benennen. Das beginnende Abdriften der Effektivleistung koinzidiert klar mit dem Maximum der Pulsenergie. Zu bemerken ist, dass die ermittelte Effektivleistung im Gegensatz zur Pulsenergie keinen Rückgang aufweist. Möglicherweise ist das Ytterbium-Absorptionsspektrum der verwendeten Stabfaser durch eine nicht dokumentierte Kodotierung des Kerns modifiziert. Der Absorptionsspeak bei 976 nm kann hierdurch eine Verschiebung erfahren [108], die die Bestimmung der Effektivleistung beeinflusst.

Der Verlauf der Konversionseffizienz η ist von einer charakteristischen, periodischen Modulation geprägt. Die Periode beträgt gleichbleibend 4,6 W. Die Modulation findet sich phasengleich im Verlauf der grünen Pulsenergie $E_{\text{Grün}}$ und gegenphasig im Verlauf der verbleibenden Fundamentalstrahlung $E_{\text{IR,Rest}}$ (nicht dargestellt) wieder. Es ist daher lediglich die Frequenzkonversion betroffen, während die Gesamtinfrarotenergie E_{IR} unbeeinflusst bleibt. Das Verhalten wurde phasengleich

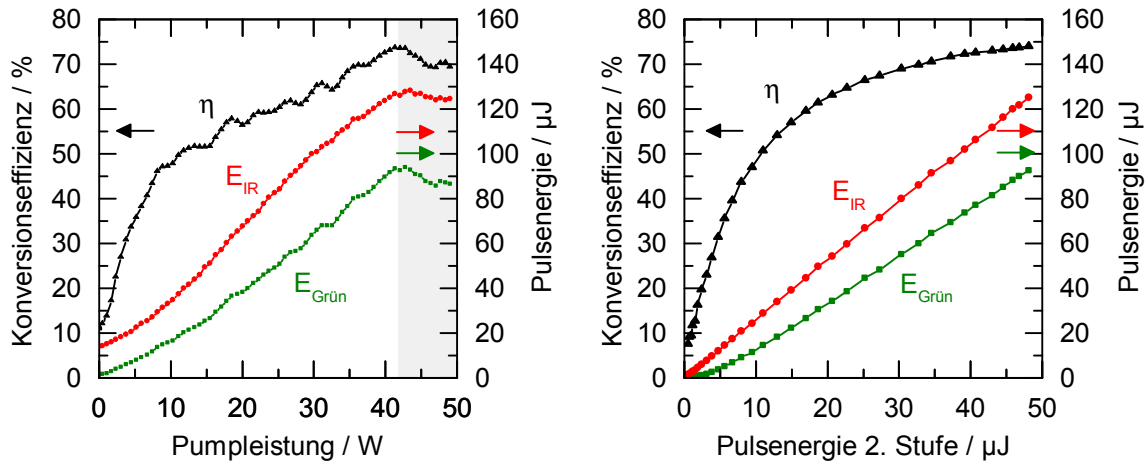


Abbildung 4.15: Pulsenergie der dritten Verstärkerstufe E_{IR} (rot) sowie die frequenzverdoppelte Pulsenergie $E_{Grün}$ (grün) und die Konversionseffizienz η (schwarz) als Funktion der Pumpleistung (links) und der Seedenergie (rechts). Der grau hinterlegte Pumpleistungsbe-
reich ist deckungsgleich dem in Abbildung 4.14 dargestellten.

bei wiederholter Messung mit verschiedenen Pulslängen und auch im kontinuierlichen Betrieb reproduziert. Durch ergänzende Messungen wurde eine schwankende Ausgangspolarisation der dritten Stufe als einzig mögliche Ursache festgestellt. Folglich geht mit variiert Pumpleistung eine periodische Änderung der faserinternen Doppelbrechung einher, möglicherweise infolge einer thermischen Ausdehnung. Für den weiteren, stabilen Betrieb des Faserverstärkers ist dieser Effekt von untergeordneter Relevanz, da stets eine konstante Pumpleistung eingestrahlt wird.

Für alle nachfolgenden Messungen wurde die dritte Verstärkerstufe am Maximum der Pulsenergie bei der bereits genannten Pumpleistung von 41 W betrieben. Die dabei erreichten Pulsenergien belaufen sich auf 126,8 μJ vor und 93,5 μJ nach der Frequenzverdopplung, entsprechend einer hohen Konversionseffizienz von 73,7%. Bei Erhöhen der Pulswiederholrate vermindern sich die maximalen Pulsenergien linear um je rund 3% pro kHz. Bei der maximalen Wiederholrate von 5 kHz wurden Energien von 114,1 μJ (IR) und 81,7 μJ (grün) gemessen. Der Rückgang mit steigender Wiederholrate ist dadurch begründet, dass zwischen zwei Pulsen weniger Zeit zum Aufbau der Besetzung im oberen Pumpniveau zur Verfügung steht. Durch eine erhöhte Pumpleistung kann dies prinzipiell kompensiert werden.

In Abbildung 4.15 (rechts) sind die drei soeben untersuchten Kenngrößen in Abhängigkeit der Seedenergie aus der zweiten Stufe dargestellt. Hierzu wurde die Pumpleistung der zweiten Stufe variiert. Die Pulsenergien steigen kontinuierlich und zeigen keine Anzeichen einsetzender Sättigung. Die gleichbleibend lineare Steigung der Infrarotenergie beträgt 2,6 und entspricht dem Verstärkungsfaktor bezogen auf die Energie der zweiten Stufe. Der Verlauf der Konversionseffizienz ist infolge der konstanten Pumpleistung in der dritten Stufe frei von periodischen Schwankungen.

Verglichen mit der ersten und zweiten Stufe ist die Verstärkung in der dritten

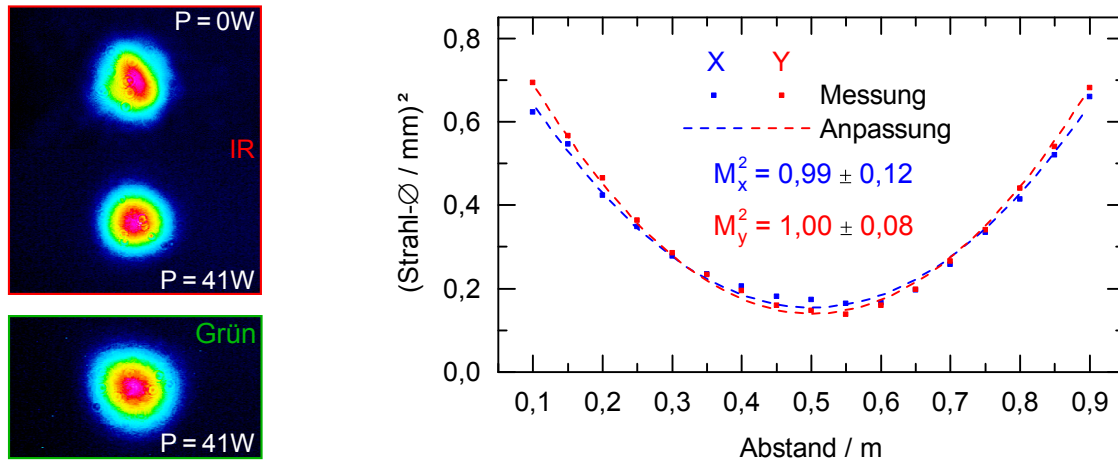


Abbildung 4.16: (links) Strahlprofil nach der dritten Verstärkerstufe im Infraroten sowie nach der Frequenzverdopplung, gemessen am Arbeitspunkt bei 41 W Pumpleistung. Zusätzlich ist das Infrarotprofil bei ausgeschaltetem Pumplaser dargestellt. (rechts) Messung der Beugungsmaßzahl M^2 der frequenzverdoppelten Pulse bezüglich beider Strahlachsen.

Stufe gering. Hauptursache stellt dabei die kurze Stabfaserlänge von 55 cm dar. Sie eignet sich besser für die Verstärkung bei kürzeren Wellenlängen, die einen höheren Emissionsquerschnitt in Ytterbium erfahren, z.B. 1030 nm. Die Stabfaser ist mittlerweile in einer überarbeiteten Variante mit größeren Standardlängen erhältlich. Zudem wurde die Fasergeometrie optimiert, wodurch die Einkopplung der Seedstrahlung erleichtert sein soll [109]. Dies erlaubt möglicherweise eine gewinnbringende Doppelpass-Konfiguration.

Gelingt es zukünftig die Ausgangsenergie weiter zu steigern, so kann es in der gegebenen Konfiguration zu einem Rückgang der Konversionseffizienz kommen. Die Ursache liegt in auftretender Rückkonversion der frequenzverdoppelten Strahlung in die Fundamentale [110]. In diesem Fall ist der Strahldurchmesser im KTP-Kristall zu vergrößern, wodurch weitaus höhere Pulsenergien bei vergleichbaren Effizienzen erzielt werden können. In KTP wurde bereits eine frequenzverdoppelte Pulsenergie von 720 mJ bei einer Effizienz von 80% demonstriert [111].

Strahlqualität

Die Strahlprofile nach der dritten Stufe sowie der frequenzverdoppelten Pulse sind in Abbildung 4.16 (links) dargestellt. Das von der Stabfaser im Infraroten emittierte Profil besitzt bei ausgeschaltetem Pumplaser leicht elliptische Form, was auf die Seedeinkopplung zurückzuführen ist. Infolge der Verstärkung, die sich auf den zylindrischen Kernbereich beschränkt, wird am Arbeitspunkt ein rundes Gauß-Profil erhalten. Das gleiche gilt für das Strahlprofil der frequenzverdoppelten grünen Pulse.

Die Strahlqualität der grünen Pulse wurde durch Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 quantifiziert. Das Messverfahren ist in der ISO-Norm 11146 spezifiziert [112] und basiert auf der Messung des Strahldurchmessers entlang eines fokussierten Strahls. An die quadrierten Messwerte erfolgt die Anpassung eines Polynoms zweiten Grades. Aus den Anpassungsparametern ergibt sich schließ-

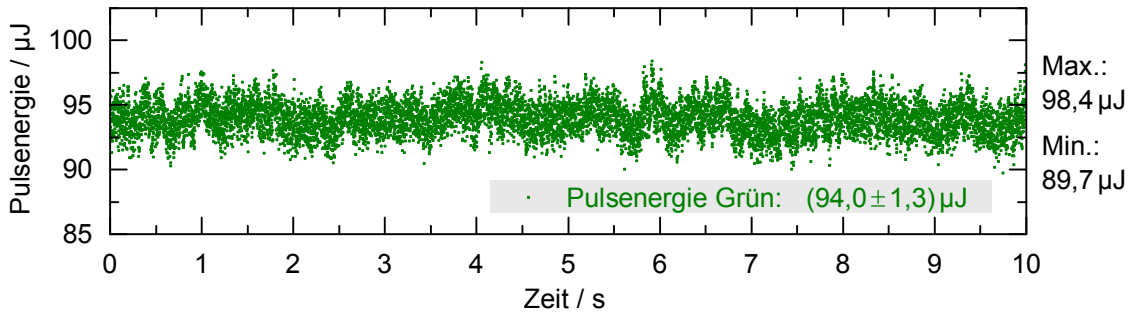


Abbildung 4.17: Zeitlicher Verlauf der Pulsenergie von 10.000 aufeinanderfolgenden, frequenzverdoppelten Pulsen.

lich die Beugungsmaßzahl. Ein M^2 von 1 entspricht dabei der reinen Grundmode TEM_{00} mit unverzerrten Wellenfronten. Reale Strahlen besitzen ein $M^2 > 1$. In der durchgeführten Messung wurde eine Linsenbrennweite von 0,5 m angewendet. Die erhaltenen quadrierten Strahldurchmesser für beide Strahlprofilachsen sind gemeinsam mit den angepassten Polynomen in Abbildung 4.16 (rechts) dargestellt. Die Anpassung resultierte in Beugungsmaßzahlen der x - und y -Strahlachse von $M_x^2 = 0,99 \pm 0,12$ und $M_y^2 = 1,00 \pm 0,08$. Insgesamt kann ein M^2 von $1,0 \pm 0,1$ angegeben werden. Die frequenzverdoppelte Strahlung ist daher als vollständig beugungsbegrenzt zu betrachten. Die resultierende geringe Strahldivergenz ist für die LIDAR-Untersuchung entfernter, tiefer Gewässer von großem Vorteil.

Energiestabilität

In der zeitlichen Energiestabilität der frequenzverdoppelten Pulse spiegelt sich die Betriebsstabilität des gesamten Lasersystems wider, angefangen beim Seed-ECDL über alle optischen, elektrischen und mechanischen Komponenten bis hin zur Frequenzverdopplung. Um die erreichte Stabilität bewerten zu können, wurde die maximale Ausgangsenergie des Gesamtsystems auf zwei verschiedenen Zeitskalen beobachtet. Zunächst wird die Einzelschussstabilität demonstriert. In Abbildung 4.17 ist der Energieverlauf von 10.000 aufeinanderfolgenden grünen Laserpulsen dargestellt. Die Messung erstreckt sich über 10 Sekunden. Der Verlauf ist frei von Drifts und Einbrüchen. Im Mittel beträgt die Pulsenergie $94,0 \mu\text{J}$, bei einer Standardabweichung von $1,3 \mu\text{J}$ (1,4%). Die Streubreite der Energiewerte beläuft sich auf $8,7 \mu\text{J}$ (9,3%).

Im Hinblick auf mehrstündige LIDAR-Experimente wurde die Pulsenergie anschließend über einen Zeitraum von vier Stunden aufgenommen. Die Energiewerte wurden über je 2500 Einzelmessungen gemittelt, so dass die Einzelschusscharakteristik den langfristigen Energieverlauf nicht überdeckt. In Abbildung 4.18 ist die Energie der infraroten und der grünen Pulse sowie die Konversionseffizienz über der Zeit aufgetragen. In der genannten Reihenfolge belaufen sich die Mittelwerte und Standardabweichungen auf $(128,3 \pm 1,7) \mu\text{J}$, $(94,4 \pm 1,3) \mu\text{J}$ und $(73,5 \pm 0,2)\%$. Die Pulsenergien sind frei von Drifts und zeigen ein sehr konstantes Verhalten, insbesondere während der ersten 75 Minuten. Die Abweichungen erhöhen sich in der Folge um den Faktor 2 und es wird eine periodische Schwan-

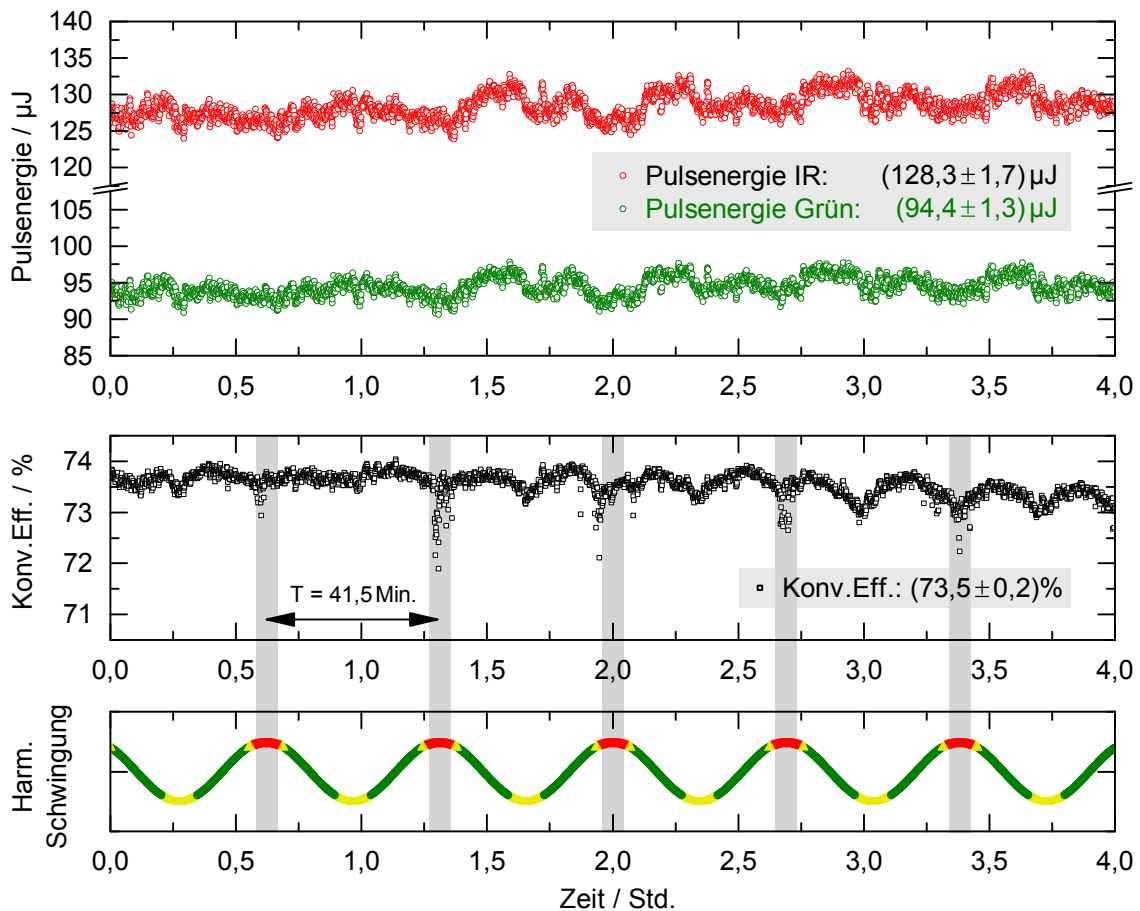


Abbildung 4.18: Zeitlicher Verlauf der Pulsenergie der Fundamentalstrahlung (rot), der Pulsenergie der frequenzverdoppelten Strahlung (grün) sowie der Konversionseffizienz (schwarz), jeweils über einen Zeitraum von vier Stunden. Jeder Datenpunkt ist über 2500 Einzelmessungen gemittelt. Zur Erklärung der Konversionseinbrüche ist im unteren Teil eine berechnete harmonische Schwingung aufgetragen. Die farbliche Codierung (grün, gelb, rot) symbolisiert dabei eine absteigende Konversionseffizienz.

kung simultan in beiden Energieverläufen erkennbar. Die Schwankung kann weder vom Prozess der Frequenzverdopplung noch von den beschriebenen Polarisationschwankungen der Stabfaser stammen. In beiden Fällen müsste die Infrarotenergie deutlich kleineren Variationen unterliegen.

Rückschlüsse lassen sich aus dem Verlauf der Konversionseffizienz ziehen, in dem die Periodizität besonders klar hervortritt. Die Periodendauer beträgt 41,5 Minuten. Der Verlauf ähnelt einer gleichgerichteten, harmonischen Schwingung. Zudem fällt auf, dass jedes zweite Minimum erkennbar tiefer ausfällt als die beiden benachbarten. Es ist daher denkbar, dass es an einer Komponente des Lasersystems zu einer harmonischen Schwingung kommt, in deren Wendepunkte die Konversionseffizienz jeweils maximal ist. Entscheidend für die unterschiedlich tiefen Einbrüche ist eine verschieden große Konversionseffizienz in den Minima und Maxima. Dies ist durch die in Abbildung 4.18 (unten) dargestellte, farblich kodierte Sinusschwingung illustriert. Die Farben grün, gelb und rot repräsentieren absteigend hohe Konversionseffizienzen. Die Phase der Schwingung ist so gewählt,

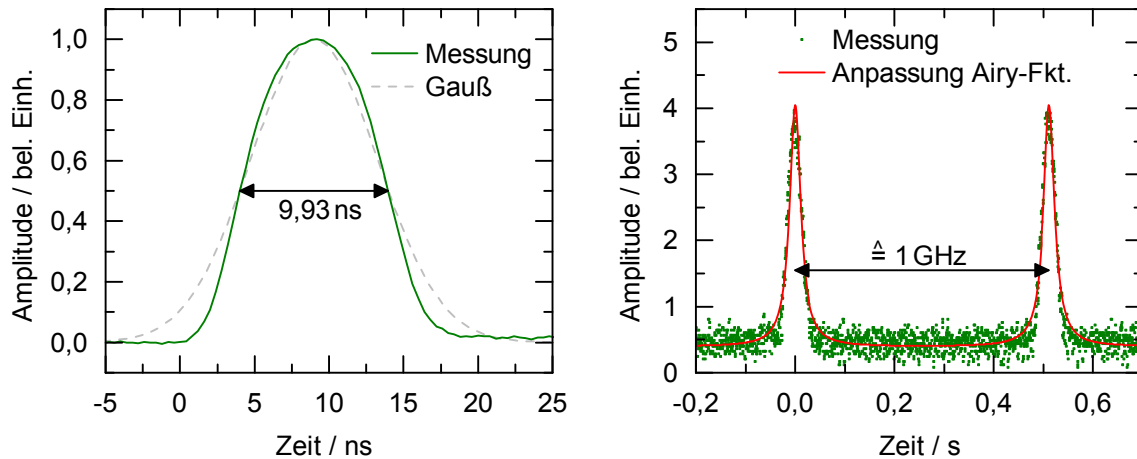


Abbildung 4.19: Zeitlicher Intensitätsverlauf der frequenzverdoppelten Pulse mit einer vollen Halbwertsbreite von 9,93 ns (links) sowie das simultan ermittelte Spektrum (rechts). Die aus dem Spektrum ermittelte Bandbreite beläuft sich auf $(52,3 \pm 0,5)$ MHz. Aus der Fourier-Transformation des zeitlichen Intensitätsverlaufs ergibt sich der exakt gleiche Wert. Ein ideal Gauß-förmiger Zeitverlauf (grau gestrichelt) der gleichen Pulsdauer ist mit einer geringfügig kleineren Bandbreite von 44,4 MHz verbunden.

dass die konversionsschwachen Maxima mit den großen Effizienzeinbrüchen ko-
inzidieren. Gleichzeitig werden dann die Effizienzmaxima und die kleinen Effi-
zienzeinbrüche korrekt wiedergegeben. Die modellierte Schwingung bietet somit
eine anschauliche Erklärung für den beobachteten Verlauf.

Die Herkunft der Schwingung wurde nicht abschließend geklärt. Die wahr-
scheinlichste Komponente, an der sie stattfinden könnte, ist die Stabfaser der drit-
ten Stufe, da diese infolge der hohen Pumpleistung von 41 W der größten thermi-
schen Last unterliegt. Es kommt dabei möglicherweise zu einem Zusammenspiel
mit externen Einflussfaktoren wie der Raumtemperatur. Ohne die genaue Ursa-
che zu kennen, kann die Ausgangsenergie durch Anlegen eines geeigneten Re-
gelkreises zuverlässig konstant gehalten werden. Als Stellglieder bieten sich die
Ströme der Pumpdioden an, die über die Diodentreiber mit einer Bandbreite im
kHz-Bereich moduliert werden können.

Angesichts der Komplexität des vielstufigen Lasersystems und dessen offener
Bauweise auf dem optischen Tisch, ist die erreichte Energiestabilität beachtlich.
Allen verwendeten Komponenten kann die Tauglichkeit zum Dauerbetrieb ausge-
wiesen werden. Für mehrstündige LIDAR-Experimente unter Laborbedingungen
ist das vorgestellte Lasersystem ideal einsetzbar. Durch einen Umzug des Systems
in ein schallisoliertes, vibrationsgedämpftes und temperaturstabilisiertes Gehäuse
sowie den Austausch des ECDLs durch eine DFB-Laserdiode ist damit zu rech-
nen, eine ähnlich hohe Stabilität auch außerhalb der Laborumgebung erreichen
zu können.

Pulsform und spektrale Breite

Der zeitliche Intensitätsverlauf der erzeugten grünen Pulse wurde mit der APD
aufgenommen und ist in Abbildung 4.19 (links) dargestellt. Die Halbwertsbreite

beträgt 9,93 ns. Die Pulsform ist durch den EOM geprägt und weicht insbesondere in den Flanken von einem Gauß-förmigen Verlauf ab. Gleichzeitig wurde die spektrale Breite mittels des Fabry-Pérot-Interferometers bestimmt. Der detektierende Photomultiplier hinter dem FPI wurde dazu über einen Boxcar-Integrator ausgelesen. Während einer Scandauer von 2,5 s wurde der Spiegelabstand des FPI über vier freie Spektralbereiche verfahren. An die beiden mittleren Peaks wurde eine Airy-Funktion angepasst, siehe Abbildung 4.19 (rechts). Die spektrale Breite ergibt sich hieraus zu $(52,3 \pm 0,5)$ MHz. Dieser Wert wird von der Fourier-Transformation der aufgenommenen Pulsform exakt bestätigt. Die erzeugten Pulse sind daher als Fourier-limitiert zu betrachten und für die Erzeugung von spontaner Brillouin-Streuung in Wasser optimal geeignet.

Prinzipiell erlaubt es die hohe Modulationsbandbreite des MZIMs, die vom EOM erzeugten Pulsformen hinsichtlich eines Gauß'schen Intensitätsverlaufs nachzuformen. Hierzu ist die an den MZIM angelegte Pulsform durch einen geeigneten, breitbandigen *arbitrary waveform generator* (AWG) zu erzeugen. In diesem Fall könnte nach dem Pulslängen-Bandbreiten-Produkt (Gleichung (2.3)) eine geringfügig kleinere minimale Bandbreite von 44,4 MHz erreicht werden.

Zusammenfassung

Zusammengefasst wurde ein gepulstes Lasersystem, basierend auf einem dreistufigen Faserverstärker, aufgebaut. Das System emittiert kurze ns-Pulse bei einer Wellenlänge von 1086,6 nm, die abschließend zu 543,3 nm frequenzverdoppelt werden. Die Pulswiederholrate beträgt 1 kHz. Die Gesamtverstärkung aller drei Stufen beläuft sich auf 43 dB. Die anschließende Frequenzkonversion in den grünen Spektralbereich geschieht hocheffizient mit 73,7%. Bei einer Pulslänge von 10 ns der grünen Pulse steht eine Pulsenergie von 93,5 μ J zur Verfügung. Die Strahlung ist beugungsbegrenzt ($M^2 = 1,0 \pm 0,1$) und besitzt eine Fourier-limitierte spektrale Bandbreite von $(52,3 \pm 0,5)$ MHz. Die Energiestabilität über einer Dauer von vier Stunden beträgt 1,4%.

Der gepulste Faserverstärker verfügt in allen Stufen über Steigerungspotential. Es wurde gezeigt, dass die Energiekennlinien aller drei Verstärkerstufen allein durch die vorhandene Pumpleistung limitiert sind. Darüber hinaus zeigen auch die Kennlinien als Funktion der Seedenergie keine Sättigung. Infolge der Verwendung von großkernigen PCF-Verstärkerfasern wurde keinerlei stimulierte Brillouin-Streuung als limitierender Faktor beobachtet. Es scheint daher möglich, in naher Zukunft eine Steigerung der Energie in den unteren mJ-Bereich realisieren zu können.

Das aufgebaute Lasersystem wird in Kapitel 6 erfolgreich für die Erzeugung schmalbandiger spontaner Brillouin-Streuung in Wasser eingesetzt. Dabei wird das Streulicht mit einem spektral hochauflösenden Kantenfilter auf seine temperaturabhängige Frequenzverschiebung untersucht. Der Kantenfilter wird im nachfolgenden Kapitel ausführlich vorgestellt.

Kapitel 5

Der Detektor

Die Detektion von Brillouin-Streuung aus ozeanischem Wasser ist eine von vielen Anwendungen, die nach der Detektion extrem schmalbandiger optischer Signale verlangt, welche in einen breitbandigen Hintergrund eingebettet sind. Die Hintergrundstrahlung ist in der Regel zunächst geeignet auszublenden. Mithilfe von Lyot-Filtern können minimale spektrale Durchlassbreiten von bis zu 0,01 nm erreicht werden. Aufgrund des vielstufigen Aufbaus mindert sich jedoch die Transmission auf Werte im Bereich von 10% [113, 114]. Alternativ werden interferometrische Filter, wie Interferenz-Filter und Fabry-Pérot-Etalons, sowie *atomic line filters* (ALF) [115, 116] eingesetzt. Letztere nutzen die Schmalbandigkeit atomarer Absorptionslinien aus. Sie erreichen Bandbreiten in der Größenordnung von 0,001 nm¹ und maximale Transmissionen nahe 100%.

Im Vergleich zu interferometrischen Methoden bieten ALF eine Reihe von Vorteilen. Zu nennen ist vor allem die mechanische Stabilität, da keine Resonanzbedingung und keine beweglichen Komponenten vorhanden sind. Das Fehlen der Resonanzbedingung resultiert zudem in geringen Anforderungen an die Strahlqualität der Signalstrahlung. Dies äußert sich in einer hohen Lichtstärke und einem hohen Akzeptanzwinkel, wodurch die Transmissionsverluste der Signalstrahlung minimiert werden. Insbesondere können auch optische Abbildungen durch einen ALF hindurch vorgenommen werden. Aufgrund der Ausnutzung atomarer Absorptionslinien ist darüber hinaus eine inhärente Frequenzstabilität gegeben.

Zur Klasse der ALF zählen neben *atomic resonance filters* (ARF) [117] und Voigt-Filtern [115, 118] auch *Faraday anomalous dispersion optical filters* (FADOF). Letztere Variante wird in dieser Arbeit auf einer Absorptionslinie zwischen zwei angeregten Zuständen realisiert. Für diesen Spezialfall ist das Akronym *excited state FADOF* (ESFADOF) geläufig.

Der realisierte ESFADOF wird im Rahmen dieses Kapitels vorgestellt. Zu Beginn werden der grundlegende Aufbau, die Anwendungsfelder und die Transmissions-eigenschaften diskutiert. Auf das Arbeitsmedium Rubidium wird konkret eingegangen und exemplarisch ein Transmissionsspektrum berechnet. Die größte Herausforderung bestand in der Bereitstellung eines hohen Magnetfelds und wurde durch Entwicklung eines Halbach-Zylinders gelöst. Hierzu werden die Grundlagen, die Konzeption und charakterisierende Messungen präsentiert. Anschließend wird der experimentelle Aufbau des Detektorsystems vorgestellt. Dies umfasst neben dem ESFADOF auch einen Absorptionsfilter zur Eliminierung von elastisch gestreutem Licht. Schließlich werden systematische Untersuchungen an beiden Komponenten präsentiert und daraus geeignete Betriebsparameter abgeleitet.

¹Dies entspricht rund 1 GHz bei einer Wellenlänge von 543,3 nm.

5.1 FADOF und ESFADOF

5.1.1 Grundlagen und Anwendungen

Der grundlegende Aufbau eines (ES)FADOFs ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das Herzstück bildet eine atomare Gaszelle, welche von einem Magnetfeld durchdrungen und von einem Paar gekreuzter Polarisatoren umgeben ist. Einfallendes Licht wird am Eingangspolarisator linear polarisiert. Im Folgenden wird es als Superposition von linkszirkular (σ^-) und rechtszirkular (σ^+) polarisiertem Licht gleicher Amplitude aufgefasst. Die Absorptionslinien des atomaren Gases sind durch das in Strahlrichtung weisende Magnetfeld paarweise aufgespalten, wobei je eine der Linien ausschließlich σ^- bzw. σ^+ polarisierte Strahlung absorbiert (Righi-Effekt bzw. zirkularer Dichroismus) [119]. Infolgedessen sind die Dispersionsrelationen der beiden Polarisierungen nahe der Absorptionslinien höchst unterschiedlich und wellenlängenabhängig. Durchläuft nahresonantes Licht die Zelle, so erfahren dessen zirkuläre Komponenten einen Phasenunterschied, der sich in eine Drehung der linearen Polarisationsrichtung übersetzt (Macaluso-Corbino-Effekt bzw. zirkuläre Doppelbrechung) [120]. Grundlage ist der Faraday-Effekt, der durch die nahresonante anomale Dispersion stark überhöht wird. Der abschließende Polarisator überführt die Drehung der Polarisation in eine wellenlängenabhängige Änderung der transmittierten Intensität.

Das Transmissionsspektrum ist folglich in der Nähe der Absorptionslinien von großen, steilen Änderungen geprägt. Ausschlaggebend für die Struktur des Spektrums ist das Magnetfeld, dessen Stärke darüber entscheidet, ob ein schmaler Bandpassfilter oder ein weit separierter, symmetrischer Kantenfilter entsteht. Hierdurch ergibt sich ein hohes Anpassungspotential, da der Filter hinsichtlich des Spektrums der Signalstrahlung maßgeschneidert werden kann. Die gekreuzten Polarisatoren bewirken, dass abseits der Absorptionslinien die Transmission verschwindet. Maßgeblich ist deren Auslöschungsverhältnis, welches typischerweise mit 10^5 angegeben werden kann und eine effiziente Unterdrückung von störendem Hintergrundlicht gewährleistet. In der Regel ist der (ES)FADOF-Betrieb nur auf einer Absorptionslinie erwünscht, was durch den Einbau zusätzlicher Interferenzfilter erzwungen werden kann.

Da ein ESFADOF zwischen zwei angeregten Zuständen betrieben wird, muss das untere der beiden Niveaus bevölkert werden. Hierzu wird das einfallende Licht mit optischer Pumpstrahlung überlagert. Im Gegenzug erweitert sich das Spektrum verfügbarer Absorptionslinien und Wellenlängen erheblich und erlaubt neue Anwendungen.

Angemerkt sei, dass ein Voigt-Filter dem identischen Aufbau folgt, mit der Ausnahme, dass das Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung orientiert ist. Hierdurch wird der Voigt-Effekt hervorgerufen, der zu linearem Dichroismus und linearer Doppelbrechung führt. Im Gegensatz zum Faraday-Effekt hängt dabei der Brechungsindex nicht linear, sondern quadratisch vom Magnetfeld ab [121]. Unter gleichen experimentellen Bedingungen ist die Zeeman-Aufspaltung und die Transmission eines Voigt-Filters der eines (ES)FADOFs unterlegen, was durch Steigerung des Magnetfelds und der Temperatur kompensiert werden kann.

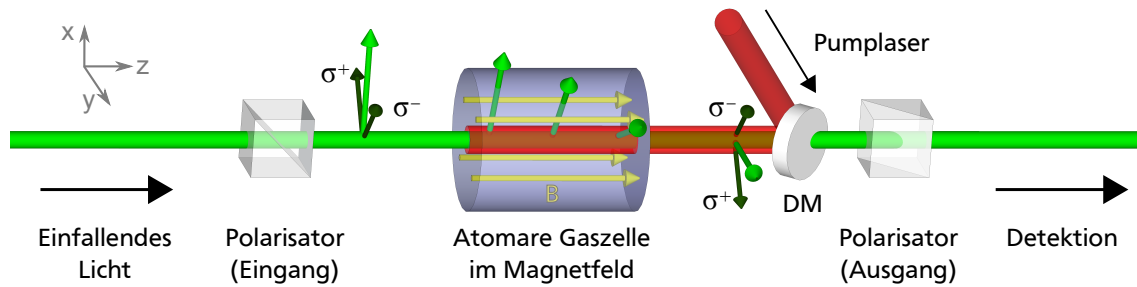


Abbildung 5.1: Grundlegender Aufbau eines (ES)FADOFs, bestehend aus einer atomaren Gaszelle in einem longitudinalen Magnetfeld, umgeben von gekreuzten Polarisatoren. Aufgrund der Zeeman-Aufspaltung wird zirkularer Dichroismus induziert. Dies führt zu einer wellenlängenabhängigen Drehung der Polarisierung in der Nähe aller Absorptionslinien. Im Falle eines ESFADOFs wird zwischen zwei angeregten Zuständen gearbeitet. Das untere Niveau wird dabei über den eingestrahlichten Pumplaser populierte.

[118, 122]. Um insbesondere das erforderliche Magnetfeld gering zu halten, ist ein (ES)FADOF für den Aufbau eines Kantenfilters die bessere Wahl, wenngleich das Anlegen eines longitudinalen Magnetfelds anspruchsvoller ist, verglichen mit einem transversalen.

Idee, Aufbau und Erstdemonstration eines FADOFs stammen aus dem Jahr 1956 von Öhman [123]. Die Grundlagen wurden weitaus früher im Jahr 1898 von Macaluso und Corbino [120] sowie von Righi [119] gelegt, durch Entdeckung der nach ihnen benannten und bereits erwähnten Effekte. FADOF wurden bislang in den Alkalimetallen Na [124], K [125], Rb [126, 127] und Cs [116, 128] sowie in Ca [129] und Bi [130] realisiert. Potentiell eignen sich auch Tl und Sr, auf Basis derer bereits ARF demonstriert wurden [131–133]. Die genannten Alkalimetalle besitzen vergleichsweise niedrigere Schmelztemperaturen von unter 100°C und zeichnen sich daher durch hohe Gasdichten bei vertretbaren Temperaturen aus. Die maximal erreichbare FADOF-Transmission liegt bei nahezu 100%, insbesondere auf Alkali-D-Linien [125, 127, 134].

Die erste Umsetzung eines ESFADOFs datiert von 1995. Unter Verwendung gepulster Pump- und Probestrahlung wurde eine Transmission von 4% in K demonstriert [135]. Weiterhin wurden in Rb auf zwei verschiedenen, roten Übergängen um 776 nm 10% bzw. 40% berichtet [136, 137]. Höhere ESFADOF-Transmissionen sind ausschließlich zwei Patentschriften von den jeweils gleichen Erfindern zu entnehmen [138, 139]. Auf je einem infraroten Übergang werden in Cs nahezu 100% und in Rb etwa 70% erreicht. Beide Filter sind für die lasergestützte Verfolgung beweglicher Objekte gedacht, vermutlich im Sinne militärischer Zwecke.

Die erste Anwendung eines FADOFs geht auf Cacciani et al. zurück, deren Arbeiten sich seit 1968 mit der Messung von Geschwindigkeits- und Magnetfeldern der Sonnenoberfläche beschäftigen [140–144]. FADOF werden im astronomischen Wissenschaftszweig synonym als magneto-optische Filter (MOF) bezeichnet. Weitere Anwendungen werden aus unterschiedlichsten Gebieten berichtet, z.B. der Laserkommunikation [145], der optischen Magnetometrie [146], der Quanteninformationsverarbeitung [147] und der Laserstabilisierung [148, 149]. Neuere Entwicklung zeigen, dass die Bandbreite bis in den MHz-Bereich reduziert werden

kann [150] und festkörperbasierte (ES)FADOF in Aussicht stehen [151].

Gesondert erwähnt seien LIDAR-Anwendungen. Sie beschränken sich bislang auf atmosphärische Erkundungen, unterstreichen aber gleichwohl die Eignung der (ES)FADOF-Technik für die Integration in LIDAR-Systeme. Bei der Messung von Temperaturprofilen in der Mesopause (80-105 km Höhe) wird K-Fluoreszenzlicht erzeugt. Ein FADOF filtert das aufgefangene Streulicht schmalbandig und ermöglicht dadurch den 24-Std.-Dauerbetrieb [152–154]. Profile der Windgeschwindigkeit in Höhen von bis zu 50 km werden mithilfe von FADOF-Kantenfiltern ermittelt, die die Doppler-Verschiebung in eine Intensitätsänderung überführen [155]. Durch Einsatz eines mehrfrequenten Lasers können mit dem gleichen Detektorsystem parallel auch Temperaturprofile und somit ein besonders umfassendes Bild der Atmosphäre gewonnen werden [156].

In dieser Arbeit wird ein erstmals ESFADOF-Kantenfilter eingesetzt, um im grünen Spektralbereich spontane Brillouin-Streuung in Wasser nach dem LIDAR-Prinzip zu detektieren. Der Betrieb erfolgt auf dem $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergang in Rubidium bei einer Wellenlänge von 543,3 nm. Die Magnetfeldstärke wird dabei so gewählt, dass die Linienaufspaltung im Bereich der relevanten Brillouin-Frequenzverschiebung liegt.

5.1.2 Transmission eines (ES)FADOFs

Mithilfe grundlegender Ansätze und Überlegungen wird in diesem Abschnitt eine allgemeingültige Beziehung für die Gesamttransmission aller FADOF und ESFADOF hergeleitet. Als Basis dienen die theoretischen Pionierarbeiten von Roberts et al., Yeh, Yin und Shay [130, 157–160].

Alle relevanten (ES)FADOF-Komponenten sind in der schematischen Darstellung des Filteraufbaus in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Gaszelle beginnt an der Stelle $z = 0$ und besitzt die Länge L . Neben der kartesischen Koordinatenbasis mit den Einheitsvektoren \vec{e}_x , \vec{e}_y und \vec{e}_z wird eine Rotationsbasis eingeführt, die die Behandlung zirkularer Polarisationen erleichtert:

$$\vec{e}_+ = \frac{1}{2} (\vec{e}_x + i\vec{e}_y), \quad (5.1)$$

$$\vec{e}_- = \frac{1}{2} (\vec{e}_x - i\vec{e}_y), \quad (5.2)$$

$$\vec{e}_0 = \vec{e}_z. \quad (5.3)$$

Die einfallende Strahlung ist nach Durchlauf des Eingangspolarisators linear polarisiert und wird als elektromagnetische Welle betrachtet, die sich in z -Richtung ausbreitet. Sie besitzt den elektrischen Feldvektor $\vec{E}_{\text{Ein}} = E_{\text{Ein}}\vec{e}_x$. Transformiert in die Rotationsbasis erhält man

$$\vec{E}_{\text{Ein}}(z=0) = \vec{E}_+(0) + \vec{E}_-(0), \quad \text{mit} \quad (5.4)$$

$$\vec{E}_{\pm}(0) = \frac{E_{\text{Ein}}}{2} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y), \quad (5.5)$$

wobei \vec{E}_+ bzw. \vec{E}_- den elektrischen Feldvektor des σ^+ bzw. σ^- polarisierten Lichtanteils darstellt.

Die Propagation des einfallenden Lichts durch den Filter wird vollständig durch den komplexen Brechungsindex \vec{n}^* beschrieben. Innerhalb der Gaszelle induziert das in z -Richtung weisende Magnetfeld $\vec{B} = B_z \vec{e}_z$ zirkularen Dichroismus, wodurch \vec{n}^* anisotrop manipuliert wird. Ausgedrückt in der Rotationsbasis sei $\vec{n}^* = \{\tilde{n}_+, \tilde{n}_-, \tilde{n}_0\}$. Die Ausbreitung der zirkular polarisierten Feldkomponenten folgt hiermit zu

$$\vec{E}_{\pm}(z) = \vec{E}_{\pm}(0) \exp \left[i \tilde{n}_{\pm}(\omega) \frac{\omega}{c} z \right], \quad (5.6)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und ω die Kreisfrequenz der Lichtwelle darstellt. Die Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes kann in dieser Betrachtung vernachlässigt werden.

Die Dispersion wird durch den Realteil des komplexen Brechungsindex beschrieben, während dessen Imaginärteil die Absorption darstellt:

$$n_{\pm} = n_{\pm}(\omega) = \operatorname{Re} [\tilde{n}_{\pm}(\omega)], \quad (5.7)$$

$$k_{\pm} = k_{\pm}(\omega) = \frac{2\omega}{c} \operatorname{Im} [\tilde{n}_{\pm}(\omega)]. \quad (5.8)$$

Infolge der magnetischen Wechselwirkung unterscheiden sich Dispersion und Absorption jeweils für σ^+ und σ^- polarisierte Strahlung. Die beiden Komponenten erfahren daher einen Phasenunterschied $\phi(\omega)$, der sich in den Rotationswinkel der linearen Polarisation übersetzt. Das resultierende elektrische Feld \vec{E}_{Aus} nach Durchlauf des Filters ergibt sich durch die Projektion des Feldes $\vec{E}(L)$ auf die Transmissionsbasis \vec{e}_y des Abschlusspolarisators:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{Aus}} &= (\vec{E}_+(L) + \vec{E}_-(L)) \vec{e}_y \\ &= i \frac{E_{\text{in}}}{2} \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} k_+(\omega) L + i \tilde{n}_+(\omega) \frac{\omega}{c} L \right] \right. \\ &\quad \left. + \exp \left[-\frac{1}{2} k_-(\omega) L + i \tilde{n}_-(\omega) \frac{\omega}{c} L \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Hieran kann der Phasenunterschied abgelesen werden zu

$$\phi(\omega) = \frac{\omega L}{2c} (n_+(\omega) - n_-(\omega)). \quad (5.10)$$

Das gesuchte Transmissionsspektrum $T(\omega)$ wird schließlich erhalten durch das Verhältnis der Feldintensitäten vor und nach dem Durchlauf des Filters:

$$\begin{aligned} T(\omega) &= \left| \frac{E_{\text{Aus}}}{E_{\text{Ein}}} \right|^2 \\ &= \frac{1}{4} \left\{ \exp [-k_+(\omega) L] + \exp [-k_-(\omega) L] \right. \\ &\quad \left. - 2 \cos [2\phi(\omega)] \exp \left[-\frac{1}{2} (k_+(\omega) + k_-(\omega)) L \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Die ersten beide Terme in der Klammer sind eine direkte Folge des Righi-Effekts, d.h. der alleinigen Absorption von σ^+ bzw. σ^- polarisierten Lichts auf den paarweise aufgespaltenen Absorptionslinien. Anhand des Transmissionsspektrums ist der Righi-Effekt insbesondere dann ersichtlich, wenn die aufgespaltenen Absorptionslinien gesättigt sind. Auf den Resonanzen wird die jeweilige Polarisation vollständig absorbiert, so dass sich kein Phasenunterschied mehr ausbilden kann. Die Intensität der verbleibenden anderen Zirkularkomponente bleibt unberührt. Sie beträgt 50% der Gesamtintensität und wird am abschließenden Polarisator halbiert, so dass das Transmissionsspektrum auf den Resonanzen bei 25% sättigt.

Der letzte Klammerterm in Gleichung (5.11) repräsentiert den Macaluso-Corbino-Effekt, also die anomal große Drehung der linearen Polarisationsrichtung infolge der unterschiedlichen Dispersionen ($n_+(\omega) \neq n_-(\omega)$). Die Drehung wird über den Abschlusspolarisator als Intensitätsänderung detektierbar. Der Effekt tritt am ausgeprägtesten in den Flügeln der Resonanzlinien auf, da mit steigendem Abstand von der Resonanzfrequenz die Dispersion schwächer abfällt als die Absorption. Auf der Resonanz ist die Drehung durch die polarisationsselektive Absorption vermindert. Kurz gesagt, wirkt ein atomares Gas im Magnetfeld als *Polarisator* auf den Resonanzen (Righi-Effekt) und als *Verzögerungsplatte* in den Flügeln der Absorptionslinien (Macaluso-Corbino-Effekt).

Experimentell ist es vorteilhaft, beide Ausgänge des Abschlusspolarisators zu detektieren. Die Summe beider Signale entspricht der reinen Absorption innerhalb der Gaszelle, gegeben durch

$$A(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \exp[-k_+(\omega)L] + \exp[-k_-(\omega)L] \right\}. \quad (5.12)$$

Somit werden $T(\omega)$ und $A(\omega)$ simultan bestimmt. Abseits von Resonanzlinien findet keine Absorption statt ($k_{\pm}(\omega) = 0$) und die Dispersion ist konstant ($n_{\pm}(\omega) = \text{konst.}$), auch unter dem Einfluss eines magnetischen Feldes. Die Transmission beschränkt sich daher auf den nahresonanten Bereich. Hierin liegt die Schmalbandigkeit von (ES)FADOF begründet.

Aus Gleichung (5.11) ist ersichtlich, dass das (ES)FADOF-Transmissionsspektrum $T(\omega)$ vollständig aus der Kenntnis des komplexen Brechungsindex \vec{n}^* innerhalb der Gaszelle resultiert. Zur Berechnung von \vec{n}^* und somit von Transmissionsspektren existiert ein ausgereiftes quantenoptisches Modell. Für dessen ausführliche Darstellung sei auf [16] verwiesen. Das Modell berücksichtigt die Besetzungsdichten, Hyperfeinaufspaltungen, Linienstärken und Linienformen aller beteiligten Niveaus. Werden Gase bestehend aus unterschiedlichen Isotopen eingesetzt, so erfolgt eine Gewichtung gemäß des Isotopenverhältnisses. Die Modellierung von FADOF und ESFADOF unterscheidet sich einzig in der Besetzungsdichte. Im Falle eines FADOF ist das untere Arbeitsniveau der Grundzustand und die Besetzungsdichte daher einfach zu berechnen. Es kann von einer Boltzmann-Verteilung ausgegangen werden kann, deren einziger experimenteller Parameter die Gastemperatur ist. Die Übereinstimmung berechneter und gemessener FADOF-Spektren ist im Allgemeinen exzellent [127, 134, 161].

5.1.3 ESFADOF-Pumpprozess

Ein ESFADOF arbeitet zwischen zwei angeregten Niveaus. Durch Einstrahlen eines Pumplasers erfolgt ein optischer Besetzungstransfer vom Grundzustand ins untere Arbeitsniveau. Dessen Besetzungsdichte ist daher neben der Gastemperatur vor allem von den Eigenschaften der Pumpstrahlung abhängig. Unter Beachtung der Leistungsintensität, der Wellenlänge, der spektralen Breite und der Polarisierung kann ein System gekoppelter Ratengleichungen für den Besetzungstransfer angesetzt werden. Ein solches System ist jedoch unvollständig, da die Pumpstrahlung weitere Effekte induziert, die die Besetzung massiv beeinflussen:

- Zerfällt ein angeregtes Atom spontan in den Grundzustand, so kann das emittierte Photon erneut von einem anderen Atom absorbiert werden anstatt die Gaszelle zu verlassen. Dieses Phänomen der wiederholten Absorption und Reemission von Pumpstrahlung wird als **radiation trapping** bezeichnet [162, 163]. In der Folge erhöhen sich das effektiv gepumpte Volumen und die Besetzungsdichte des unteren Arbeitsniveaus.
- **Energy pooling** beschreibt einen Stoßprozess zweier angeregter Atome [164]. Eines der Atome geht in ein noch höher angeregtes Niveau über, das andere in den Grundzustand. Die thermische Energie des Gases dient zum Ausgleich der Energiebilanz. Beide Atome werden dem unteren ESFADOF-Niveau entzogen und mindern dessen Besetzung. Die Ratengleichungen sind um zusätzliche Terme und Gleichungen zu erweitern, entsprechend den involvierten höher gelegenen Niveaus.
- Schon ab Pumpleistungen von wenigen Milliwatt kann durch resonante Pumpstrahlung ein **laserinduziertes Plasma** gezündet werden [165]. Ein Großteil der Gasatome wird dabei ionisiert oder geht in ionisationsnahe Zustände über. Es verbleibt eine geringe Besetzung des unteren ESFADOF-Niveaus, so dass das Transmissionsspektrum auf einen Bruchteil seiner vorherigen Höhe sinkt [16]. Das Zünden des Plasmas wird entscheidend durch *energy pooling* begünstigt. Die dabei angeregten Niveaus bilden den Ausgangspunkt einer Kette ionisierender Stoß- und Anregungsvorgänge.

Alle drei genannten Effekte sind noch nicht vollständig theoretisch erfasst und daher Gegenstand aktueller Forschung [166–168]. Grundlagen zur Modellierung des Pumpprozesses wurden in der Dissertation von Popescu beschrieben [16], resultierend in einem hochgradig nichtlinearen Ratengleichungssystem. Die Anwendung und Weiterentwicklung dieses Modells lag nicht im Fokus dieser Arbeit. Optimierungen des Pumpprozesses wurden auf experimenteller Basis durchgeführt.

Im Folgenden werden die relevanten Eigenschaften des ESFADOF-Arbeitsübergangs in Rubidium besprochen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Bestimmung des notwendigen Magnetfelds und der Eingrenzung der idealen Gastemperatur. Mithilfe eines vereinfachten Modells erfolgen anschließend die exemplarische Berechnung eines Kantenfilterspektrums und die Erläuterung dessen Charakteristika.

5.1.4 Rubidium als Kantenfiltermedium

Das Filtermedium dieser Arbeit ist Rubidium im natürlichen Isotopenverhältnis ($a_{85} = 72,17\%$, $a_{87} = 27,83\%$). Genutzt wird der $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergang bei einer Wellenlänge von 543,3 nm. Verglichen mit allen weiteren Rb-Linien im grünen Spektralbereich besitzt diese die größte relative Intensität [169]. In einem spektralen Abstand von nur rund -30 GHz bzw. $+0,03$ nm findet der $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{3/2}$ Übergang statt, auf dem zwangsläufig ebenfalls ein ESFADOE induziert wird. Mit dem gewünschten Kantenfilterspektrum findet jedoch kein Überlapp statt.

In diesem Abschnitt wird die Frage geklärt, wie groß das angelegte longitudinale Magnetfeld B sein muss, um die Transmissionskanten in Überlapp mit der Brillouin-Verschiebung zu bringen. Hierzu sind die spektralen Zeeman-Aufspaltungen der beiden Arbeitsniveaus zu berechnen. Allgemein werden zwei Regime unterschieden [170]:

(1) Bei schwachen Magnetfeldern tritt der anomale Zeeman-Effekt auf. Verglichen mit den internen Wechselwirkungen des Atoms ist die Störung durch das externe Magnetfeld klein, insbesondere gegenüber der Hyperfeinaufspaltung. Somit stellt der Gesamtdrehimpuls des Atoms $F = J + I$ eine gute Quantenzahl dar, wobei I der Kernspin ist und das Elektron den Gesamtbahndrehimpuls $J = L + S$, den Bahndrehimpuls L und den Spin S besitzt. Die Energieverschiebung beträgt $\Delta E_{Fm_F} = \mu_B g_F m_F B$ und hebt die Entartung der $2F + 1$ Hyperfeinniveaus auf. μ_B ist das Bohr'sche Magneton und m_F bzw. g_F die magnetische Quantenzahl bzw. der gyromagnetische Faktor des Gesamtdrehimpulses.

(2) Starke Magnetfelder führen zum Paschen-Back-Effekt. Die Energie der Elektronen im Feld wird groß im Vergleich zur Spin-Bahn-Kopplung, die dadurch vernachlässigt werden kann. Folglich wird die Feinstruktur aufgebrochen und die Hyperfeinniveaus gruppieren sich gemäß der magnetischen Quantenzahl m_J des Gesamtbahndrehimpulses J und bilden dabei Subgruppen nach der magnetischen Quantenzahl m_I des Kernspins. Die Gesamtenergieverschiebung berechnet sich durch

$$\begin{aligned} \Delta E_{Jm_J;Im_I} &\approx A_{\text{hfs}} m_I m_J + B_{\text{hfs}} \Lambda + \mu_B (g_J m_J + g_I m_I) B, \\ \text{mit } \Lambda &= \frac{9(m_I m_J)^2 - 3J(J+1)m_I^2 - 3I(I+1)m_J^2 + I(I+1)J(J+1)}{4J(2J-1)I(2I-1)}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Hier ist A_{hfs} bzw. B_{hfs} die Konstante des magnetischen Dipolmoments bzw. des elektrischen Quadrupolmoments. Die Konstante C_{hfs} des magnetischen Oktupolmoments wurde in dieser Darstellung vernachlässigt.

Um im Einzelfall abschätzen zu können, ab welchem Magnetfeld das Paschen-Back-Regime (PBR) erreicht ist, kann das einfache Kriterium $B \gg A_{\text{hfs}} / \mu_B$ angewandt werden [174, 175]. Hiermit wird die Größenordnung des Magnetfelds bestimmt, ab der die Hyperfein- von der Zeeman-Aufspaltung dominiert wird. Für die drei relevanten Niveaus beider Rubidium-Isotope wurde das Kriterium ausgewertet und in Tabelle 5.1 gelistet. ^{87}Rb besitzt im Vergleich zu ^{85}Rb eine durchweg größere Konstante A_{hfs} und tritt somit auch erst bei höheren Feldern in das PBR ein.

Tabelle 5.1: Magnetische Dipolkonstante A_{hfs} der relevanten Niveaus beider Rb-Isotope. Für ein Magnetfeld $B \gg A_{\text{hfs}} / \mu_B$ fällt die Zeeman-Aufspaltung in das Paschen-Back-Regime und kann nach Gleichung (5.14) berechnet werden. Die Werte für A_{hfs} sind aus [171–173] entnommen.

Zustand	Isotop	A_{hfs} / h	A_{hfs} / μ_B
$8D_{5/2}$	^{85}Rb	$-0,35 \text{ MHz}$	$\sim 0,1 \text{ mT}$
	^{87}Rb	$-1,20 \text{ MHz}$	
$5P_{3/2}$	^{85}Rb	$25,00 \text{ MHz}$	$\sim 5 \text{ mT}$
	^{87}Rb	$84,72 \text{ MHz}$	
$5S_{1/2}$	^{85}Rb	$1011,91 \text{ MHz}$	$\sim 70 \text{ mT}$
	^{87}Rb	$3417,24 \text{ MHz}$	$\sim 250 \text{ mT}$

Bezüglich des Grundzustands $5S_{1/2}$ wird in ^{85}Rb von einem PBR-Schwellwert von ca. 500 mT berichtet [176]. In ^{87}Rb liegt der Wert folglich noch höher. Das für diese Arbeit relevante Magnetfeld liegt im Bereich von 600 mT. In diesem Fall ist die Anwendung der Breit-Rabi-Formel möglich [170], welche den Übergangsbereich zwischen anomalen Zeeman- und Paschen-Back-Effekt speziell für Zustände mit $J = 1/2$ erfasst.

Die beiden angeregten Zustände können aufgrund der besonders kleinen Kriteriumswerte alleinig gemäß dem Paschen-Back-Effekt betrachtet werden. Abweichungen bei kleinen Feldern besitzen im Folgenden keine Relevanz. Mithilfe von Gleichung (5.14) wurden die Energieverschiebungen der beiden angeregten Zustände des Isotops ^{87}Rb berechnet. Sie sind in Abbildung 5.2 (links) graphisch als Funktion des Magnetfelds von bis zu 700 mT dargestellt. Verglichen mit ^{85}Rb weichen die Aufspaltungen um höchstens 100 MHz voneinander ab, so dass qualitativ die gleichen Ergebnisse gewonnen würden. Die einzelnen Linien repräsentieren die Aufspaltung nach der magnetischen Quantenzahl m_J . Die untergeordnete Hyperfeinaufspaltung ist in dieser Darstellung nicht auflösbar und kann lediglich anhand der Strichstärke erahnt werden. Die Zustände $5P_{3/2}$ und $8D_{5/2}$ zeigen große Aufspaltungen von maximal $\pm 20 \text{ GHz}$ bzw. $\pm 30 \text{ GHz}$.

Die Auswahlregeln für optische Übergänge zwischen magnetisch aufgespaltenen Linien sind identisch im Falle des anomalen Zeeman- und des Paschen-Back-Effekts. Sie lauten [177]

$$\Delta m_S = 0, \quad (5.14)$$

$$\Delta m_L = 0 \quad \text{für linear polarisiertes Licht } (\pi), \quad (5.15)$$

$$\Delta m_L = \pm 1 \quad \text{für zirkular polarisiertes Licht } (\sigma^+, \sigma^-). \quad (5.16)$$

Durch das Verbot der Spinänderung $\Delta m_S = 0$ ist sichergestellt, dass der Polarisationszustand aller Übergänge unabhängig vom Magnetfeld erhalten bleibt. Weist das Magnetfeld in oder entgegen der Strahlrichtung, so kann es nicht mit dem ebenfalls parallelen Drehimpuls linear polarisierter Strahlung wechselwirken. In diesem Fall werden keine π -Übergänge beobachtet. Für die Realisierung eines Kantentfilters ist dies von Vorteil, da π -Übergänge keine Zeeman-Verschiebung erfahren und sie somit ungenutzt auf der feldfreien Resonanz verharren. Im Folgenden

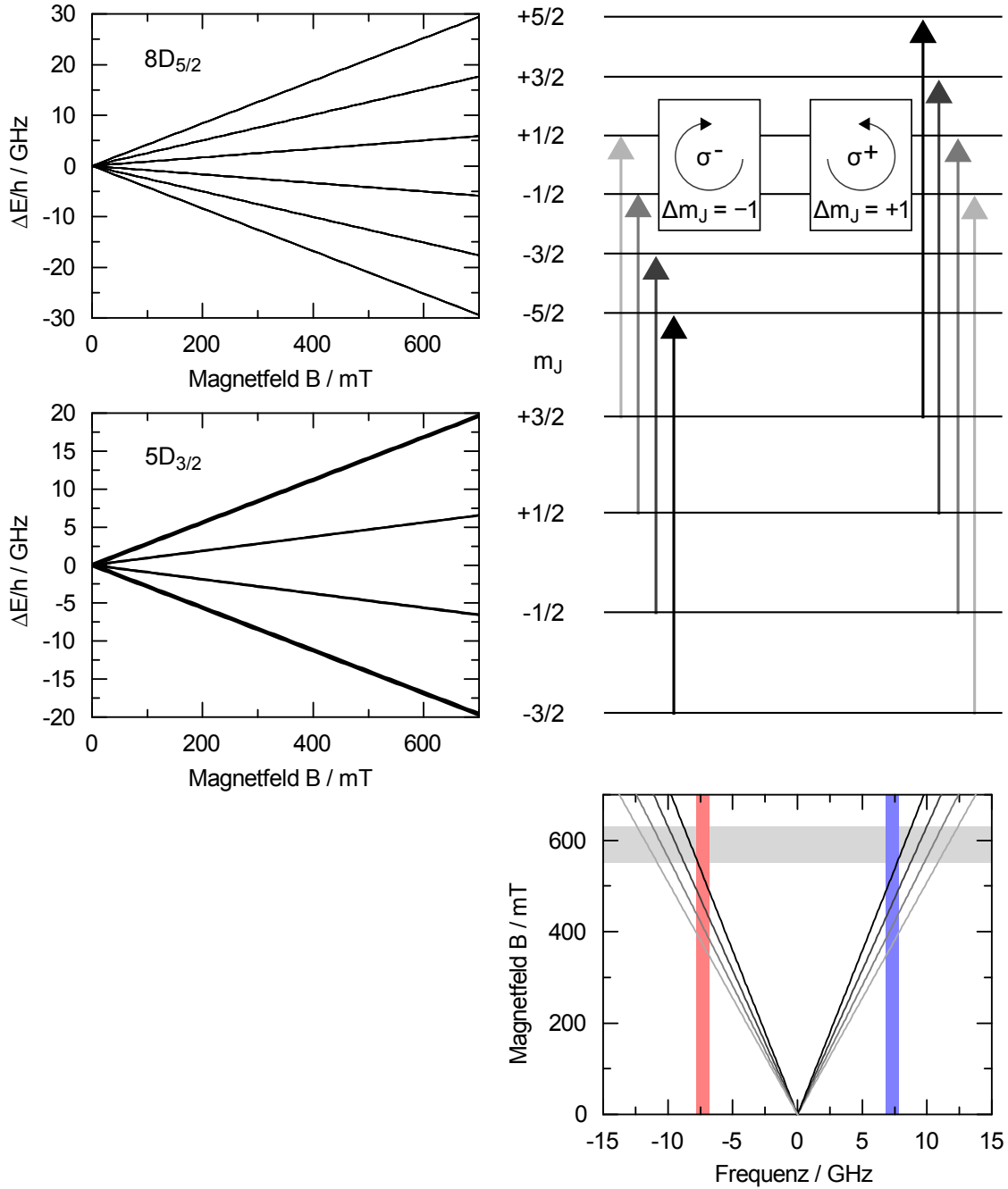


Abbildung 5.2: (links) Energieaufspaltung des $5P_{3/2}$ und des $8D_{5/2}$ Zustands in ^{87}Rb unter dem Einfluss eines longitudinalen Magnetfelds im Paschen-Back-Regime, berechnet nach Gleichung (5.14). Es bilden sich Gruppen von Hyperfeinzuständen gemäß der magnetischen Quantenzahl m_J . (rechts oben) Termschema der beiden Zustände bei einem Magnetfeld von 700 mT. Die erlaubten σ^+ - und σ^- -Übergänge sind durch Pfeile dargestellt und von links aufsteigend nach ihrer Übergangsfrequenz sortiert. Der Schwarzwert der Pfeile skaliert mit der Linien-Übergangsstärke. (rechts unten) σ^+ - und σ^- -Übergangsfrequenzen als Funktion des Magnetfelds. Der Schwarzwert der Geraden skaliert auch hier mit der Linien-Übergangsstärke. Farbig dargestellt sind die rot- und blauverschobenen Maximabereiche der temperaturabhängigen Brillouin-Streuung. Das Magnetfeld dieser Arbeit kann im grau dargestellten Bereich abgestimmt werden und realisiert einen Kantenfilter auf den übergangsstarken, innenliegenden Linien.

wird daher ausschließlich von longitudinalen Magnetfeldern ausgegangen. Wegen $m_J = m_S + m_L$, kann die Auswahlregel auch zu $\Delta m_J = \pm 1$ umformuliert werden.

Im rechten, oberen Teil von Abbildung 5.2 sind alle $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergänge, die der Auswahlregel $\Delta m_J = \pm 1$ genügen, in einem Termschema durch Pfeile dargestellt. Es ist als Verlängerung der links dargestellten Aufspaltungsgraphen bei einem Magnetfeld von 700 mT zu sehen. Die magnetische Quantenzahl m_J ist seitlich notiert. Die Übergänge sind von links aufsteigend nach ihrem Frequenzabstand sortiert und gemäß der zirkularen Polarisierung gruppiert. Je Zirkularkomponente existieren vier erlaubte Übergänge.

Von entscheidendem Interesse ist nun deren magnetfeldabhängige spektrale Lage. Diese ist im unteren Graphen von Abbildung 5.2 dargestellt, der ebenfalls durch das Termschema verlängert wird. Die schwarzen Geraden zeigen die linear wachsende Verschiebung der acht Übergänge an. Zusätzlich als rote und blaue Flächen dargestellt sind die Spektralbereiche, innerhalb denen die Maxima der Brillouin-Frequenzverschiebung mit der Temperatur variieren. Es existieren zwei Bereiche bei ca. 300 mT und ca. 600 mT, in denen die Brillouin-Streuung in die Flügel der Absorptionslinien fällt. Dies stellt die Grundvoraussetzung zur Realisierung eines symmetrischen Kantenfilters dar.

Zu beachten sind darüber hinaus die Übergangsstärken der Linien. Sie wurden auf Basis von Vorarbeiten aus [178] berechnet. In der Abbildung sind sie anschaulich über den Schwarzwert der Pfeile und Geraden dargestellt. Folglich sind die innenliegenden Linien zu bevorzugen, da die Übergangsstärke nach außen hin sukzessiv abnimmt. Das Magnetfeldsystem dieser Arbeit wurde für die als graue Fläche dargestellte Feldspanne entwickelt. Das Minimalfeld beträgt ca. 550 mT und ist so gewählt, dass die kleinste Übergangsfrequenz mit der maximalen Brillouin-Verschiebung von 7,8 GHz zusammenfällt. Das Magnetfeld kann stufenlos um bis zu 85 mT erhöht werden, resultierend in einer minimalen Übergangsfrequenz von 8,9 GHz. Somit können Transmissionskanten an den Innenseiten der übergangsstärksten Absorptionslinien realisiert werden.

5.1.5 Spektrale Breite des Arbeitsübergangs

In diesem Abschnitt werden verschiedene Beiträge zur spektralen Breite des Arbeitsübergangs diskutiert. Dabei interessiert vor allem deren Abhängigkeit von der Gastemperatur T . Über die Temperaturerhöhung kann die atomare Teilchendichte um mehrere Größenordnungen gesteigert werden. Dies ist im Allgemeinen vorteilhaft zur Erreichung hoher Besetzungsdichten. Die mitwachsende spektrale Verbreiterung setzt der Temperaturerhöhung jedoch praktische Grenzen. Berücksichtigt werden [179]

$$\text{die natürliche Linienbreite } \Delta\nu_{\text{nat}} = (\Gamma_{ij} + \Gamma_{jk}) / 2\pi, \quad (5.17)$$

$$\text{die Eigendruckverbreiterung } \Delta\nu_{\text{self}} = (\beta_{ij} + \beta_{jk}) \cdot N, \quad (5.18)$$

$$\text{die Doppler-Verbreiterung } \Delta\nu_{\text{Dopp}} = \nu_{jk} \left[8k_B T \ln 2 / mc^2 \right]^{1/2} \quad (5.19)$$

für das System aus den drei Niveaus $i = 5S_{1/2}$, $j = 5P_{3/2}$ und $k = 8D_{5/2}$. Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante, m die Atommasse, c die Lichtgeschwindigkeit und

ν_{jk} die Übergangsfrequenz zwischen den angeregten Niveaus. Alle weiteren Größen werden nachfolgend erläutert. Nicht diskutiert wird an dieser Stelle die Sättigungsverbreiterung des Übergangs infolge des optischen Pumpens. Diese Verbreiterung ist aufgrund der vielfältigen Abhängigkeit von den Pumpparametern nicht auf eine alleinige Abhängigkeit von der Gastemperatur reduzierbar und gesondert zu betrachten.

Die Basisbreite eines jeden Übergangs bildet die natürliche Linienbreite. Sie resultiert aus der endlichen Lebensdauer der beteiligten Zustände und drückt deren Energieunschärfe aus. Die experimentell beobachtete natürliche Linienbreite eines Übergangs zwischen zwei angeregten Niveaus ergibt sich aus der Summe der individuellen natürlichen Breiten, da sich die Energieunschärfen addieren. Im vorliegenden Fall folgt aus $\Gamma_{ij} = 38,117 \text{ MHz}$ [172, 173] und $\Gamma_{jk} = 1,659 \text{ MHz}$ [180] eine natürliche Linienbreite von $\Delta\nu_{\text{nat}} = 6,331 \text{ MHz}$, identisch für beide Isotope.

Elastische und inelastische Stöße von Gasteilchen führen zur Druckverbreiterung bzw. Stoßverbreiterung, beispielsweise durch Phasenstörung der Wellenfunktion des elektronischen Zustands. In einem monoatomaren Gas tritt der Spezialfall der Eigendruckverbreiterung bzw. Selbstverbreiterung ein. In reinen Alkali-Gasen ist der dominante Stoßprozess die Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Atome [181]. Die Verbreiterung ist homogen und wird daher zur natürlichen Linienbreite addiert. Der Beitrag $\Delta\nu_{\text{self}}$ wächst linear mit der Gasdichte N , wobei β_{ij} der Selbstverbreiterungskoeffizient (*self broadening coefficient*) des jeweiligen Übergangs ist. Der Koeffizient kann in magnetfeldfreien Alkalimetallen unterhalb von Gasdichten von 10^{17} cm^{-3} berechnet werden durch [181, 182]

$$\beta_{ij} = 2\pi\Gamma_{ij} \left(\frac{\lambda_{ij}}{2\pi} \right)^3 \sqrt{\frac{2J_j + 1}{2J_i + 1}} \quad \text{bzw.} \quad \beta_{jk} = 2\pi\Gamma_{jk} \left(\frac{\lambda_{jk}}{2\pi} \right)^3 \sqrt{\frac{2J_k + 1}{2J_j + 1}}. \quad (5.20)$$

Hierbei ist λ die Übergangswellenlänge und $2J + 1$ der Entartungsfaktor mit der Quantenzahl J des Gesamtbahndrehimpulses. Da infolge des hohen Magnetfelds in dieser Arbeit die J -Entartung aufgehoben ist (siehe vorangehender Abschnitt), entfällt der Wurfelfaktor. Für die beiden Übergänge ergeben sich Koeffizienten von $\beta_{ij} = 7,30 \cdot 10^{-8} \text{ Hz cm}^3$ und $\beta_{jk} = 0,11 \cdot 10^{-8} \text{ Hz cm}^3$. Die Eigendruckverbreiterung wird daher durch den Pumpübergang dominiert. Aus einer Parametrisierung des Rubidium-Gasdrucks [183] kann über die ideale Gasgleichung ein Ausdruck für die temperaturabhängige Teilchendichte gewonnen werden:

$$N(T) = 1 / (k_B T) \cdot 10^{9,318 - 4040 K/T}, \quad \text{für } 39,3^\circ\text{C} < T < 276,9^\circ\text{C}. \quad (5.21)$$

Dies erlaubt die Berechnung der Eigendruckverbreiterung $\Delta\nu_{\text{self}}$ als Funktion der Temperatur.

Die Doppler-Verbreiterung ist eine Folge der thermischen Teilchenbewegung. Sie resultiert in einer optischen Doppler-Verschiebung der Absorptionsfrequenz ν_0 . Aufgrund der Abhängigkeit von Richtung und Geschwindigkeit der Bewegung ist die Verbreiterung inhomogen. Die Form des Absorptionsprofils wird durch die Doppler-Verbreiterung manipuliert. Die Lorentz'sche Form der homogenen Beiträge wird durch die Faltung mit der Gauß-verteilten Doppler-Verbreiterung in ein

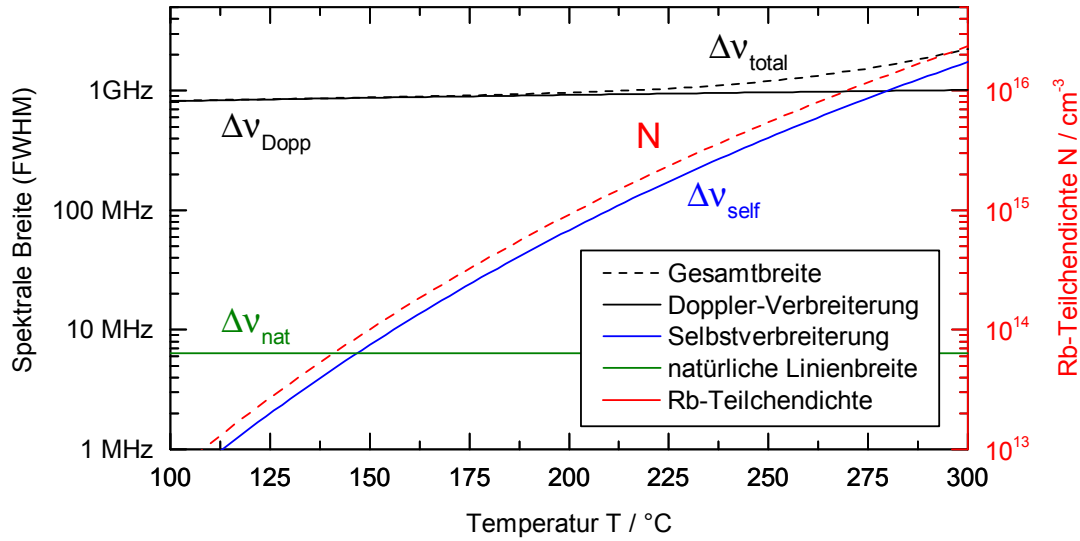


Abbildung 5.3: Spektrale Breite $\Delta\nu_{\text{total}}$ des $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergangs in Rubidium als Funktion der Gastemperatur, basierend auf den Beiträgen der natürlichen Linienbreite $\Delta\nu_{\text{nat}}$, der Eigendruckverbreiterung $\Delta\nu_{\text{self}}$ und der Doppler-Verbreiterung $\Delta\nu_{\text{Dopp}}$. Die Angabe erfolgt in der vollen Halbwertsbreite (FWHM). Zudem ist die Rubidium-Gasdichte N aufgetragen. Die Darstellung ist angelehnt an eine Grafik aus [181].

Voigt-Profil überführt. Für die resultierende Gesamtbreite genügt in der hiesigen Betrachtung eine approximative Angabe gemäß [179]

$$\Delta\nu_{\text{total}} = 0,535(\Delta\nu_{\text{nat}} + \Delta\nu_{\text{self}}) + \sqrt{0,2166(\Delta\nu_{\text{nat}} + \Delta\nu_{\text{self}})^2 + (\Delta\nu_{\text{Dopp}})^2}. \quad (5.22)$$

Alle angesprochenen Verbreiterungen, die Gesamtbreite und die Gasdichte sind in Abbildung 5.3 als Funktion der Gastemperatur zwischen 100 $^{\circ}\text{C}$ und 300 $^{\circ}\text{C}$ aufgetragen. Unterschiede zwischen den Isotopen ergeben sich lediglich bezüglich der Doppler-Breite und sind vernachlässigbar klein. Die Doppler-Breite ist nur schwach temperaturabhängig und erhöht sich im betrachteten Bereich um rund 250 MHz. Sie dominiert die Gesamtbreite und die Form des Absorptionsspektrums bis die Selbstverbreiterung die gleiche Größenordnung erreicht. Die beiden Beiträge sind größengleich bei einer Temperatur von ca. 280 $^{\circ}\text{C}$. Die Gesamtbreite steigt bei weiterer Temperaturerhöhung deutlich stärker an. Gleichzeitig wandelt sich der zuvor Gauß'sche Charakter des Voigt-Profiles ins Lorentz'sche.

Für den ESFADOF-Kantenfilter kann aus diesen Beobachtungen der optimale Betriebspunkt eingegrenzt werden. Mit der Gastemperatur steigt einerseits die Teilchendichte um mehrere Größenordnungen und somit potentiell auch die Besetzung des unteren Arbeitsniveaus. Andererseits muss der Einfluss der Verbreiterung auf das resultierende Transmissionsspektrum beachtet werden. Hier ist vor allem auch die Linienform entscheidend, da ein Lorentz-dominiertes Voigt-Profil flachere und ausgedehntere Flügel besitzt, verglichen mit einem Gauß-dominierten. Temperaturen oberhalb von 250 $^{\circ}\text{C}$ erscheinen daher zum Zwecke eines steilkantigen Transmissionsspektrums nicht sinnvoll. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit bestätigt. Es wurden Temperaturen zwischen 200 $^{\circ}\text{C}$ und 300 $^{\circ}\text{C}$ untersucht.

5.1.6 Vereinfachtes Transmissionsspektrum

Abschließend werden in diesem Abschnitt die typischen Charakteristika eines ESFADO-F-Kantenfilterspektrums erläutert. Hierzu wird auf Basis von Gleichung (5.11) ein vereinfachtes Transmissionsspektrum berechnet.

Wie in Abschnitt 5.1.2 dargestellt muss dazu der komplexe Brechungsindex $\tilde{n}_{\pm}(\omega) = n_{\pm}(\omega) + i(c/2\omega)k_{\pm}(\omega)$ bekannt sein. Der Imaginärteil beschreibt die Absorption und wird angesetzt als zwei symmetrisch aufgespaltene Voigt-Profile:

$$\begin{aligned} k_{\pm}(\omega) &= b \cdot (G(\omega \mp \omega_0) * L(\omega \mp \omega_0)) \\ &= b \int \frac{\exp[(\omega' \mp \omega_0)^2 / (2\sigma^2)]}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega \mp \omega_0 - \omega')^2 + (\Gamma/2)^2} d\omega', \end{aligned} \quad (5.23)$$

wobei $\sigma = \pi\Delta\nu_{\text{Dopp}}/\sqrt{2\ln 2}$ und $\Gamma = 2\pi(\Delta\nu_{\text{nat}} + \Delta\nu_{\text{self}})$ nach den Gleichungen und Parametern des vorangegangenen Abschnitts berechnet werden. Der Gauß- bzw. der Lorentz-Beitrag besitzt somit die volle Halbwertsbreite $\Delta\nu_{\text{Dopp}}$ bzw. $(\Delta\nu_{\text{nat}} + \Delta\nu_{\text{self}})$. Über die Kramers-Kronig-Relation sind Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex miteinander verknüpft [184]. Im Falle eines Voigt-Profiles besteht ein einfacher Zusammenhang, der die Berechnung der Dispersion $n_{\pm}(\omega)$ erlaubt:

$$n_{\pm}(\omega) = 1 + \frac{2/\Gamma}{(\omega \mp \omega_0)} k_{\pm}(\omega). \quad (5.24)$$

Als Gastemperatur wurde der spätere Arbeitswert von $T = 235^\circ\text{C}$ verwendet. Gleiches gilt für die Zelllänge $L = 39\text{ mm}$ und das Magnetfeld $B = 575\text{ mT}$. Die kleinste Linienaufspaltung wurde mittels Gleichung (5.14) aus dem Magnetfeld zu $\omega_0 = 2\pi \cdot 8,02\text{ GHz}$ berechnet. Von den insgesamt acht aufgespaltenen Linien des Arbeitsübergangs wurden lediglich die beiden innenliegenden betrachtet, da sie die Ausbildung der Transmissionskanten dominieren. Zudem wurde die Hyperfeinaufspaltung vernachlässigt.

Somit stellt b den einzig freien Parameter des Modells dar. Er ist u.a. mit der Besetzungsdichte des unteren Arbeitsniveaus verknüpft und daher abhängig von den Eigenschaften des Pumpprozesses, die an dieser Stelle nicht modelliert werden. b wurde daher in Anlehnung an die späteren Ergebnisse gewählt, woraus ein Wert von $4,6 \cdot 10^{11}$ resultierte.

Im oberen Teil von Abbildung 5.4 sind die Absorptionen $k_{\pm}(\omega)$, die Dispersionen $n_{\pm}(\omega)$, der Drehwinkel $\phi(\omega)$ und das aus diesen Größen resultierende Transmissionsspektrum $T(\omega)$ und Absorptionsspektrum $A(\omega)$ dargestellt. Infolge des hohen Magnetfelds sind die polarisationsspezifischen Absorptionen und Dispersionen vollständig separiert. Der Drehwinkel offenbart den überhöhten Faraday-Effekt in der Nähe der Absorptionslinien. Er erreicht ein Vielfaches von $\pi/2$, also dem Winkel einer 90° -Drehung der linearen Polarisation. Die grauen Pfeile weisen auf die in Abschnitt 5.1.2 angesprochenen Sättigungen der Absorption bei 50% bzw. der Transmission bei 25% hin. Die aus dem Drehwinkel resultierende Modulation der transmittierten Intensität ist durch die gesättigte Absorption gedämpft. Es verbleiben kleinere Oszillationen am Übergang zu den Absorptionsflügeln. In

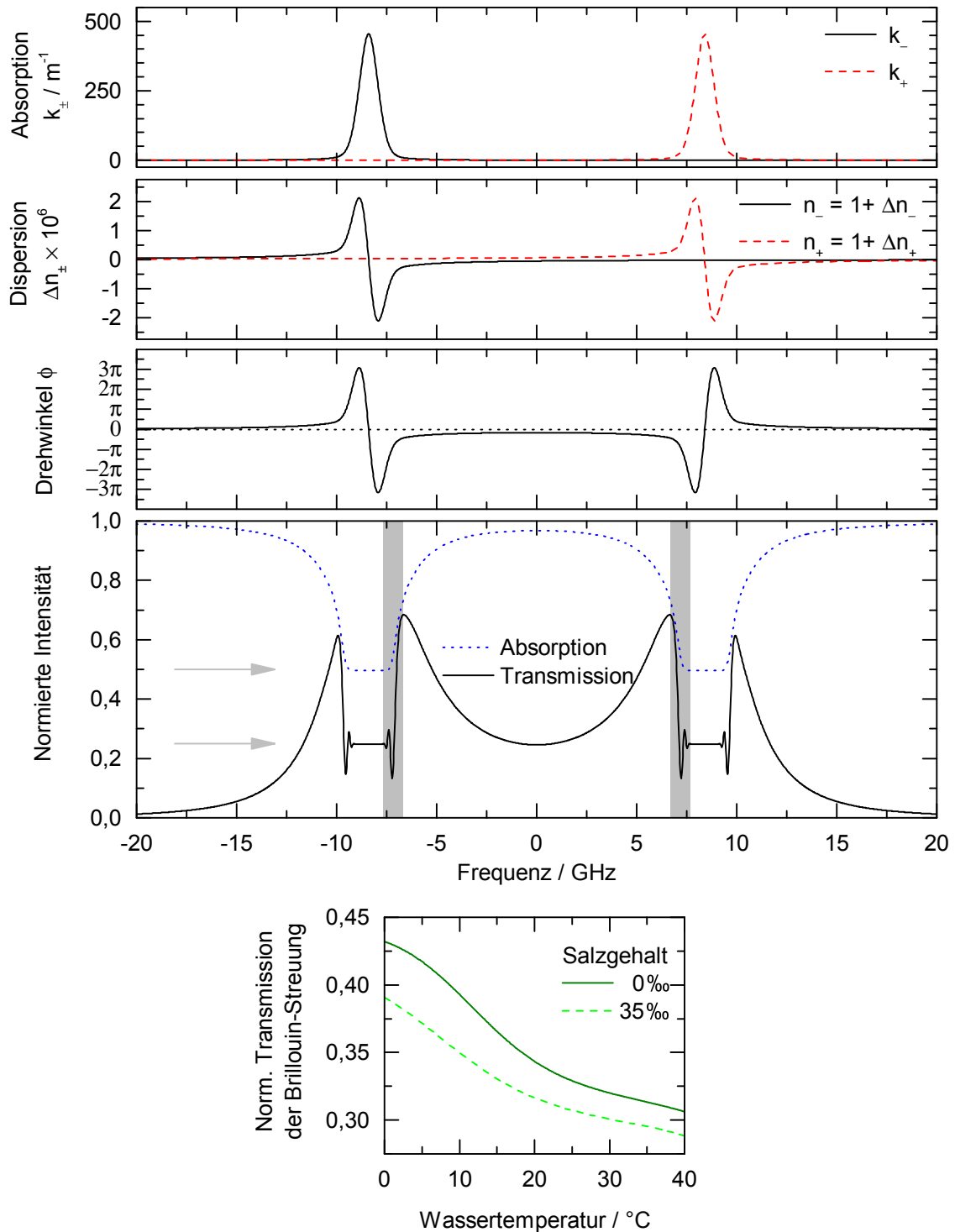


Abbildung 5.4: (oben) Berechnung eines vereinfachten Kantenfilterspektrums. Grundlage bilden die Komponenten des komplexen Brechungsindex $k_{\pm}(\omega)$ und $n_{\pm}(\omega)$, aus denen der Drehwinkel $\phi(\omega)$, das Absorptionsspektrum $A(\omega)$ und das Transmissionsspektrum $T(\omega)$ resultieren. Die Pfeile deuten auf das Auftreten des Righi- und des Macaluso-Corbino-Effekts hin. (unten) Normierte Transmission von spontaner Brillouin-Streuung als Funktion der Wassertemperatur (Kennlinie) bei Salzgehalten von 0‰ und 35‰.

allen anderen Bereichen liegt der Drehwinkel unterhalb von $\pi/2$. Dennoch bilden sich steile, symmetrische Transmissionskanten im Brillouin-relevanten Bereich (grau hinterlegt) aus.

Der untere Teil von Abbildung 5.4 zeigt die temperaturabhängige normierte Transmission von spontaner Brillouin-Streuung (Kennlinie). Sie wurde gemäß der in Abschnitt 2.6.4 beschriebenen Methodik berechnet. Aufgrund der spektralen Breite der Brillouin-Streuung von mindestens 0,5 GHz ist sichergestellt, dass trotz der nichtmonotonen Filtercharakteristik eine eindeutige Zuordnung der Transmission zur Wassertemperatur möglich ist. Dies gilt für beide betrachteten Salzgehalte S von 0‰ und 35‰. Da in dieser Arbeit mit destilliertem Wasser gearbeitet wurde, ist die Kantenlage für 0‰ optimiert. Mit dem Salzgehalt steigt die Brillouin-Verschiebung, weshalb bei 35‰ der Kennlinienverlauf flacher ausfällt. Durch Steigerung des Magnetfelds kann dies ausgeglichen werden. Zudem kann durch Feinabstimmung des Magnetfelds die größte Kennliniensteigung in einen beliebigen Temperaturbereich verlagert werden, um dort die Sensitivität und somit die Temperaturgenauigkeit zu maximieren. Für den praktischen Einsatz eines Kantenfilters in einem Brillouin-LIDAR ist dies von hoher Relevanz, da sich je nach geographischer Lage der relevante Temperaturbereich stark unterscheidet. Als Extremfälle sind arktische und tropische Regionen zu nennen.

5.2 Vorarbeiten

Die Realisierung des Rubidium-basierten ESFADOF-Kantenfilters dieser Arbeit baut auf der Dissertation von A. Popescu auf [16]. Aus der Literatur sind keine Publikationen bekannt, die sich mit vergleichbaren Kantenfiltern beschäftigen. Seine experimentellen Arbeiten haben ESFADOF-Transmissionen von bis zu 25,3% bzw. 6% hervorgebracht, unter Verwendung zweier verschiedener Geometrien der Rubidium-Zelle. Zur Erzeugung des notwendigen Magnetfelds wurde ein einzelner ringförmiger Permanentmagnet eingesetzt und dessen Feldverlauf entlang der Längsachse genutzt. Innerhalb der verwendeten Rubidium-Zellen resultierte ein inhomogenes Magnetfeld mit einer maximalen Flussdichte von 270 mT bzw. 530 mT. Die entsprechenden Transmissionsspektren sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Sie konzentrieren sich auf den nahresonanten Bereich und weisen nur schwache Strukturen auf. Zum Vergleich ist ein Transmissionspektrum dargestellt, welches im Rahmen dieser Arbeit entstand [185] und sich durch steile und hohe Transmissionskanten im gewünschten Spektralbereich auszeichnet.

Alle dargestellten Spektren brechen bei weiterer Erhöhung der Rb-Temperatur oder der Pumpleistung auf ein deutlich geringeres Transmissionsniveau ein. Anschließendes Senken der Parameter offenbart ein Hystereseverhalten der Transmission. Popescu konnte als Ursache das Zünden eines laserinduzierten Plasmas identifizieren. Die einhergehenden Prozesse zur Ionisation des Rb-Gases wurden dargelegt. Auf eine Auseinandersetzung mit den Details der Plasmaerzeugung wird daher im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Aus der Arbeit von Popescu wurden folgende Schlüsse gezogen: **(1)** Die applizierten Magnetfelder der Ringmagnete sind zu schwach, um die Maxima der

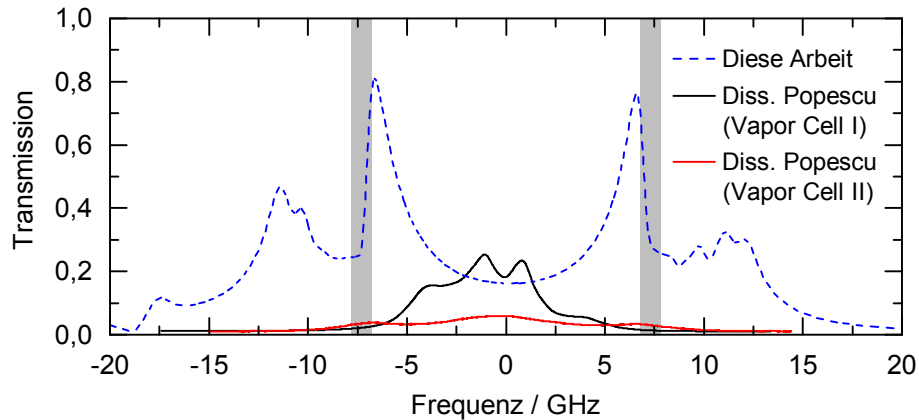


Abbildung 5.5: ESFADOF-Spektren aus der Dissertation von A. Popescu [16], verglichen mit einem Spektrum, welches im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist [185]. Der entscheidende Fortschritt gelang durch eine neuentwickelte Magnetfeldgeometrie.

ESFADOF-Transmission in den Spektralbereich der Brillouin-Linien zu verlagern. Zudem führt die Feldinhomogenität zum Auswaschen des Spektrums. Die Hauptbestrebung dieser Arbeit lag daher in der Erzeugung eines starken, homogenen Magnetfelds. Es wurde ein gänzlich neuer Ansatz auf Basis sogenannter Halbach-Zylinder verfolgt, womit u.a. äußerst homogene Dipolfelder generiert werden können. Die ausführliche Vorstellung erfolgt im nachfolgenden Abschnitt. **(2)** Das laserinduzierte Plasma stellt die Hauptlimitierung der erreichbaren Transmission dar. Der Erhöhung von Pumpleistung und Rb-Temperatur werden hierdurch scharfe Grenzen gesetzt. Um die Transmission dennoch zu steigern, wurde eine Maximierung der Rb-Zelllänge angestrebt. Offensichtlich ist diese jedoch durch das verwendete Magnetfeld-System eingeschränkt. Bei der Entwicklung des Halbach-Zylinders wurde daher auf eine besonders große Innenlänge abgezielt. **(3)** Um den ESFADOF-Kantenfilter zur Messung von Wassertemperaturen einsetzen zu können, muss zuvor die elastische Streuung eliminiert werden. Hierzu wurden zwei magnetfeldfreie und separat gepumpte Rb-Zellen aufgebaut, die zusammen mit dem Kantenfilter das Detektorsystem bilden. **(4)** Der experimentelle Aufbau zur Aufnahme von kalibrierten ESFADOF-Spektren wurde übernommen und gezielten Änderungen und Erweiterungen unterworfen. Darüber hinaus wurde das Detektorsystem mit der Strahlquelle zu einem Gesamtaufbau vereint und mithilfe der aufgebauten Wasserreservoirs erprobt.

5.3 Magnetfeld-System

Das magnetische Feld innerhalb der Rubidium-Gaszelle des ESFADOFs hat entscheidenden Einfluss auf dessen Transmissionspektrum. Wie in Abschnitt 5.1.4 dargelegt, skaliert die Lage der Transmissionskanten mit der Stärke des Magnetfelds. Für den Rubidium-ESFADOF bei 543,3 nm wurde das notwendige Magnetfeld zu etwa 600 mT bestimmt. Es muss entlang einer typischen Zelllänge von mehreren Zentimetern anliegen. Zudem ist eine ausreichende Homogenität gefordert, da die Kanten nur dann ihre maximale Steigung erreichen und nicht ver-

breitert sind. In diesem Abschnitt wird die anspruchsvolle Erzeugung eines solchen Feldes auf Basis von Permanentmagneten dargelegt und deren experimentelle Realisierung präsentiert.

5.3.1 Grundlagen

In der Praxis existieren zwei Wege um magnetische Felder zu erzeugen: Zum einen mittels stromdurchflossener Spulen, zum anderen mittels Permanentmagneten. In beiden Fällen sind spezielle Geometrien und Anordnungen notwendig, um ein homogenes Feld zu erzeugen.

Das Magnetfeld stromdurchflossener Spulen kann über die Stromstärke stufenlos reguliert werden. In der weitverbreiteten Helmholtz-Konfiguration werden zwei gleichsinnig durchflossene Spulen im Abstand ihrer Radien angeordnet. Die Feldhomogenität innerhalb des Spulenpaars erreicht dabei Werte im einstelligen Prozentbereich [186] und kann durch zusätzliche Spulen noch verbessert werden [187]. Aufgrund der Ohm'schen Verluste müssen die Spulen bei hohen Strömen gekühlt werden. Das maximal erreichbare Magnetfeld ist daher durch die verfügbare Kühlleistung limitiert. Wassergekühlte Helmholtz-Spulen mit angepassten Dimensionen für den Rubidium-ESFADOF erreichen ein maximales Magnetfeld von ca. 200 mT [188]. Der Einsatz supraleitender Spulen erlaubt weitaus höhere Felder. Da die innenliegende Rubidium-Zelle Temperaturen von über 200°C erreicht, ist die gleichzeitige kryogene Kühlung der Spulen nur mit hohem Konstruktionsaufwand zu realisieren. Obendrein steht in Frage, ob ein entsprechendes System noch ausreichend kompakt, stromsparend und flugtauglich ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Magnetfeld des ESFADOFs durch Permanentmagneten erzeugt. Sie sind allgemein durch eine Reihe von materialabhängigen Kenngrößen charakterisierbar [189]. Die **Remanenz** B_r entspricht der nach der Magnetisierung durch ein externes Feld verbleibenden Flussdichte innerhalb des Magneten. Die **Koerzitivfeldstärke** H_c beschreibt den Entmagnetisierungswiderstand und entspricht der Gegenfeldstärke, die zur vollständigen Entmagnetisierung angelegt werden muss. Die **Energiedichte** $(BH)_{\max} = B_r \cdot H_c$ ist definiert als das Produkt aus der Remanenz und der Koerzitivfeldstärke. Sie wird typischerweise zur Beschreibung der Stärke eines Magneten herangezogen. Oberhalb der **Curie-Temperatur** T_c verliert ein ferromagnetisches Material seine magnetischen Eigenschaften vollständig und irreversibel. Dies geschieht infolge der Neuausrichtung der magnetischen Momente, bedingt durch die thermisch erhöhte Energie der Elektronenspins [190].

Im Laufe der 1980er Jahre wurden große Fortschritte im Bereich der permanentmagnetischen Materialien erzielt. Die Entwicklung von Seltenerd-Magneten steigerte die maximale Energiedichte $(BH)_{\max}$ um über eine Größenordnung, verglichen mit den weitverbreiteten Ferritmagneten. Die stärksten Magnete werden derzeit aus Neodym-Eisen-Bor (NdFeB) hergestellt. Magnete aus Samarium-Cobalt (SmCo) sind zwar ca. 30% schwächer, weisen im Gegenzug jedoch eine höhere Curie-Temperatur auf [191].

Unabhängig von ihrer Zusammensetzung, ist das Feld typisch geformter Magnete (Kugel, Quader, Scheibe, Ring) stark inhomogen. Im Jahr 1980 erschien

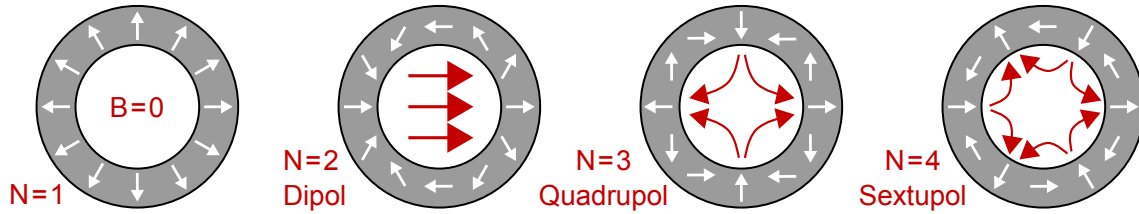


Abbildung 5.6: Halbach-Zylinder der ersten vier Ordnungen zur Erzeugung verschiedener Magnetfeldgeometrien (rote Pfeile) mit permanentmagnetischem Material (grau). Die weißen Pfeile entsprechen der lokalen Magnetisierungsrichtung, die entlang des Umfangs um $N \cdot 360^\circ$ rotiert.

eine wegweisende Veröffentlichung von Klaus Halbach, in der er die später nach ihm benannten Halbach-Zylinder einführte [192]. Unter diesem Begriff sind Anordnungen von Permanentmagneten zusammengefasst, die beliebige magnetische Multipolfelder erzeugen können. Im Speziellen setzte er sich mit Quadrupol- und homogenen Dipolfeldern auseinander, von denen letztere für die vorliegende Arbeit von hohem Interesse sind. Im wissenschaftlichen Bereich wurde das Konzept fortan vor allem in der Teilchenbeschleuniger- und der NMR-Technik sowie im Maschinenbau angewandt [193–198]. Im Jahr 2011 wurde mit der Realisierung eines Halbach-basierten *Zeeman slowners* erstmals eine Anwendung aus der Quantenoptik berichtet [199]. Eine Erweiterung der Halbach-Zylinder stellen Halbach-Kugeln dar. Deren sphärische Magnetanordnung erlaubt die Erzeugung der stärksten Felder auf Basis von Permanentmagneten. Zuletzt wurde im Jahr 2004 mit 5,16 T ein neuer Bestwert publiziert [200].

Ein idealer Halbach-Zylinder besitzt unendliche Länge und seine Magnetisierungsrichtung erfährt entlang seines Umfangs eine kontinuierliche Rotation um ein ganzzahliges Vielfaches N von 360° . In allen Fällen mit $N > 1$ ist das erzeugte Magnetfeld vollständig auf den Innenraum begrenzt, während der Raumbereich außerhalb des Zylinders feldfrei bleibt. Die Magnetisierungsrichtungen der ersten vier Spezialfälle sind in Abbildung 5.6 dargestellt, resultierend in Dipol- ($N = 2$), Quadrupol- ($N = 3$) und Sextupolfeldern ($N = 4$). Das Magnetfeld eines idealen Halbach-Dipols ist im gesamten Innenbereich des Zylinders perfekt homogen und über lediglich drei Parameter definiert. Es ergibt sich aus

$$B = B_r \cdot \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right), \quad (5.25)$$

wobei B_r die Remanenz der verwendeten Magnete, r_a der Außen- und r_i der Innenradius des Zylinders ist. Bemerkenswert ist, dass oberhalb eines Radienverhältnisses von $e = 2,718$ Magnetfelder erzeugt werden, die die Remanenz der eingesetzten Magnete überschreiten. Limitiert wird das erreichbare Feld nur durch die Koerzitivfeldstärke H_c .

In der Praxis ist die kontinuierlich rotierende Magnetisierung eines idealen Halbach-Zylinder nur unter hohem technischen Aufwand umsetzbar, und wird daher typischerweise approximiert. Hierzu wird der Zylinder durch endlich lange, gleichförmig magnetisierte Segmente zusammengesetzt. Beispiele dieser Segmentierung sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde

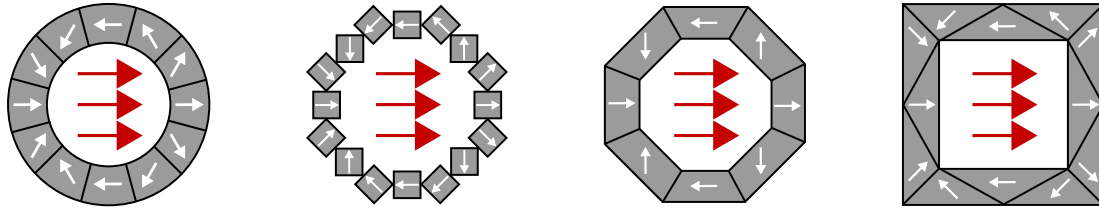


Abbildung 5.7: Approximationen eines idealen Dipol-Halbach-Zylinders mittels gleichförmig magnetisierter Segmente nach [197].

ein 10-segmentiger Halbach-Zylinder speziell für die Anwendung innerhalb des ESFADOF-Kantenfilters entwickelt und gebaut. Die Grundidee besteht darin, die ESFADOF-Gaszelle im Innenvolumen eines Halbach-Zylinders zu platzieren, um sie dem starken, homogenen Magnetfeld auszusetzen. Das entwickelte Magnetssystem wird nachfolgend vorgestellt und charakterisiert.

5.3.2 Konzeption und Aufbau

Die Verwendung eines Halbach-Zylinders als Magnetfeldquelle eines (ES)FADOF-Kantenfilters ist an einige Randbedingungen gekoppelt, die bei der Konzeption berücksichtigt werden müssen. Diese werden im Folgenden diskutiert. Hierbei zeigt sich, dass die Entwicklung des Magnetsystems und des Zellofens in engem Wechselspiel steht.

Feldausrichtung Das Magnetfeld innerhalb einer (ES)FADOF-Gaszelle muss parallel zum traversierenden Laser ausgerichtet sein. Entlang dieser Achse bietet ein Halbach-Zylinder jedoch typischerweise keinen optischen Zugang. Es wurde daher ein zweiteiliger Zylinder entworfen, wobei die Trennebene durch die Magnetfeldrichtung und die Symmetrieachse aufgespannt wird. Infolge der Teilung ist das Innenvolumen parallel zum Magnetfeld optisch zugänglich. Zudem kann das Magnetfeld durch Änderung des gegenseitigen Abstands der Halbzylinder abgestimmt werden.

Innenvolumen Die (ES)FADOF-Transmission skaliert mit der Länge der Gaszelle. Folglich soll der Halbach-Zylinder ein möglichst großes Innenvolumen zur Verfügung stellen, in welchem ein maßgeschneiderter Zellofen Platz findet. Die eingesetzten Magnete gehören daher zu den größten kommerziell verfügbaren und ermöglichten die Verwendung einer 39 mm langen Rb-Gaszelle.

Temperatur Die Curie-Temperatur der eingesetzten NdFeB-Magnete beträgt 80°C. Daher befinden sich die Magnete idealerweise nahe der Raumtemperatur. Gleichzeitig sollen Temperaturen der innenliegenden Rb-Gaszelle von bis zu 300°C erprobt werden können. Um diesen hohen Temperaturgradienten dauerhaft aufrecht zu erhalten, wurde die beheizte Masse innerhalb des Zellofens minimiert und eine hinreichend hohe Wärmeisolation sichergestellt. Auf eine aktive Kühlung des Halbach-Zylinders konnte infolge dieser Maßnahmen verzichtet werden.

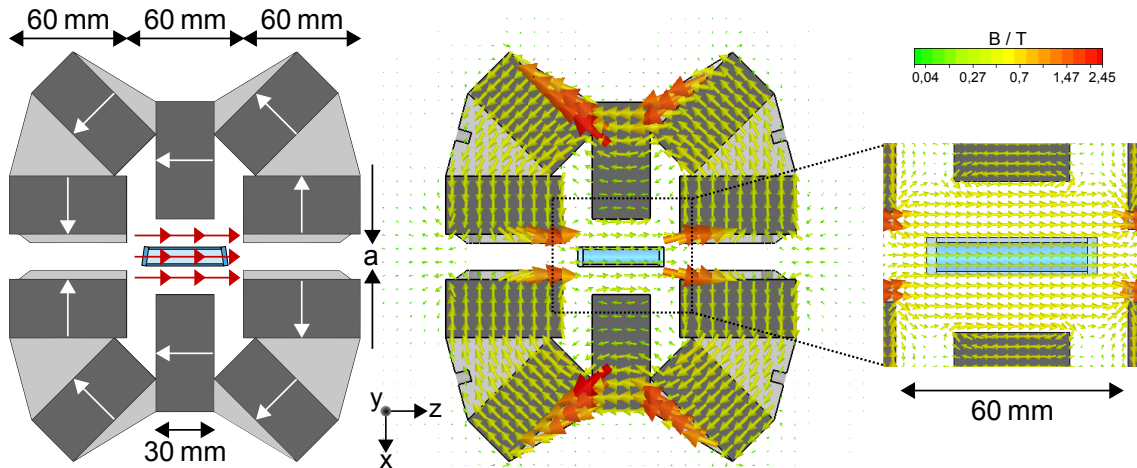


Abbildung 5.8: Aufbau des entwickelten Halbach-Zylinders zur Erzeugung des Magnetfelds für den ESFADOF-Kantenfilter. Zehn NdFeB-Magnete (dunkelgrau) bilden zusammen mit zwölf Eisenwerkstücken (hellgrau) zwei Halbzylinder, die sich in abstoßender Konfiguration gegenüberstehen. In der Folge bündelt sich ein starkes, homogenes Magnetfeld durch den Innenraum. Durch den verbleibenden Spalt ist es in Longitudinalrichtung optisch zugänglich. Die dargestellten Feldverläufe wurden mit *CST EM STUDIO* simuliert.

Die genaue Gestaltung des Halbach-Zylinders wurde auf der Grundlage von Simulationen mithilfe der Software *CST Studio Suite*² entwickelt. *CST Studio Suite* ist ein dreidimensionaler Feldsimulator für die Berechnung elektromagnetischer Felder auf Basis der Methode der finiten Elemente. Das integrierte Modul *CST EM STUDIO* ist u.a. spezialisiert auf die Berechnung statischer Magnetfelder von Permanentmagneten.

Die eingesetzten Seltenerd-Magnete bestehen aus Neodym-Eisen-Bor (NdFeB), der kommerziell weitverbreitetsten Zusammensetzung. Konkret wurden quaderförmige Magnete ($60 \times 60 \times 30 \text{ mm}^3$) mit einer spezifizierten Remanenz von 1,35 T verbaut. Die Magnetisierung zeigt entlang der kurzen Seite.

Ein Querschnitt des entwickelten Halbach-Zylinders ist in Abbildung 5.8 (links) dargestellt, zusammen mit simulierten Feldverläufen (Mitte und rechts). Das System besteht aus zwei Halbzylindern, die aus jeweils fünf NdFeB-Quadermagneten zusammengesetzt sind. Die Magnetisierung rotiert pro Magnet um 45° . Die Lücken zwischen den Magneten wurden durch passgenaue Eisenwerkstücke gefüllt. Diese leiten den magnetischen Fluss effizient und teilkompensieren damit die an diesen Stellen fehlenden Magnete. Auf den gegenüberliegenden Endflächen der Halbzylinder sind ebenfalls Eisenwerkstücke platziert. Diese lenken den magnetischen Fluss verstärkt in das Innenvolumen. Das tiefe Einrücken der mittleren Magnete hin zum Zylinderinneren fördert die Feldhomogenität. Die Gesamtanordnung ähnelt zwei Hufeisenmagneten, die gleichpolig und somit abstoßend gegeneinander gerichtet sind. Der magnetische Fluss bündelt sich im Innenvolumen zu einem homogenen Magnetfeld in Richtung des optischen Zugangs (z -Richtung). Aufgrund der Symmetrie des Magnetsystems besitzt das Feld in der Umgebung der z -Achse vernachlässigbar kleine transversale Anteile in x - und y -Richtung.

²CST - Computer Simulation Technology

Der konstruierte Zylinder ist im Gegensatz zu einem idealen Halbach-Zylinder nicht geschlossen und erzeugt daher auch im Außenvolumen magnetische Felder. Für den Betrieb des ESADOFs besitzen diese jedoch keine Relevanz. Beide Halbzylinder sind in einer gemeinsamen, stabilen Aluminiumhalterung fixiert. Als alleiniger Freiheitsgrad steht der gegenseitige Abstand a der beiden Halbzylinder zur Verfügung und kann über zwei Messingschrauben variiert werden. Ein Foto ist in Abbildung 5.11 von Abschnitt 5.3.4 zu finden. Das gehaltete Magnetsystem nimmt auf dem optischen Tisch eine Fläche von $(25 \times 40) \text{ cm}^2$ ein. Das Gesamtgewicht beläuft sich auf 22 kg. Die an die Halterung geschraubten Aluminiumfüße erlauben die Anpassung an die Laserstrahlhöhe. Jeder Fuß ist von einer passgenauen, fixierten Säule umgeben. Das Magnetsystem kann ohne Beeinflussung des Zellofens oder sonstiger Elemente vertikal aus dem Aufbau gehoben und dank der Säulen reproduzierbar in die gleiche Position zurückgebracht werden.

5.3.3 Feldverlauf

In diesem Abschnitt werden Messungen des Magnetfeldverlaufs vorgestellt und mit Simulationsergebnissen verglichen. Für die Messung magnetischer Felder stand eine Halleffektsonde³ zur Verfügung. Die Messgenauigkeit im relevanten Bereich um 600 mT ist mit $\Delta B = \pm (1\% + 3 \text{ mT})$ spezifiziert, fällt jedoch realistisch gesehen niedriger aus und wird im Folgenden mit $\pm 4 \text{ mT}$ abgeschätzt.

Das Magnetfeld entlang des optischen Zugangs in z -Richtung ist für den Kantenfilterbetrieb von entscheidendem Interesse. Der Feldverlauf wurde bei zwei verschiedenen Halbzylinderabständen a vermessen und ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Zusätzlich sind mit *CST EM STUDIO* simulierte Verläufe als gestrichelte Linien aufgetragen. Zunächst ist festzustellen, dass die Simulation auf Basis der spezifizierten Remanenz der NdFeB-Magnete (1,35 T) vom gemessenen Feldverlauf systematisch abweicht. Eine Reduktion der Remanenz in der Simulation um 4,4% auf 1,29 T führt zu einer guten Übereinstimmung. Hieraus ist zu schließen, dass die Magnete im Mittel schwächer als angegeben magnetisiert sind. Dies wird unterstützt von der Beobachtung aus der Literatur, dass die magnetischen Eigenschaften kommerziell erhältlicher Magnete um bis zu 10% voneinander abweichen können [197].

Die Feldverläufe sind symmetrisch zur Magnetmitte und zeigen im markierten Innenbereich der verwendeten Rubidium-Zelle nur eine leichte Variation. In Anbetracht der Höhe des Magnetfelds und der recht groben Zylindersegmentierung mit nur zehn Magneten kann von einer hervorragenden Homogenität gesprochen werden. Alle ESFADOF-Untersuchungen dieser Arbeit wurden bei einem Spaltabstand von $a = 14,2 \text{ mm}$ durchgeführt. Der Mittelwert beläuft sich dabei auf 575,5 mT, bei einer Standardabweichung von 3,8 mT (0,66%). Die Extremwerte betragen 582 mT (+1,14%) und 571 mT (−0,77%). Es ist klar ersichtlich, dass das Magnetfeld durch Ändern des Halbzylinderabstands fein abgestimmt werden kann. Im Falle des kleineren Spaltabstands von 10,2 mm werden im Mittel 608,8 mT erreicht, bei einer geringfügig größeren Standardabweichung von 5,1 mT (0,83%). Toleriert man Standardabweichungen von 1%, so kann der Mittelwert des Feldes

³FW. Bell 5080

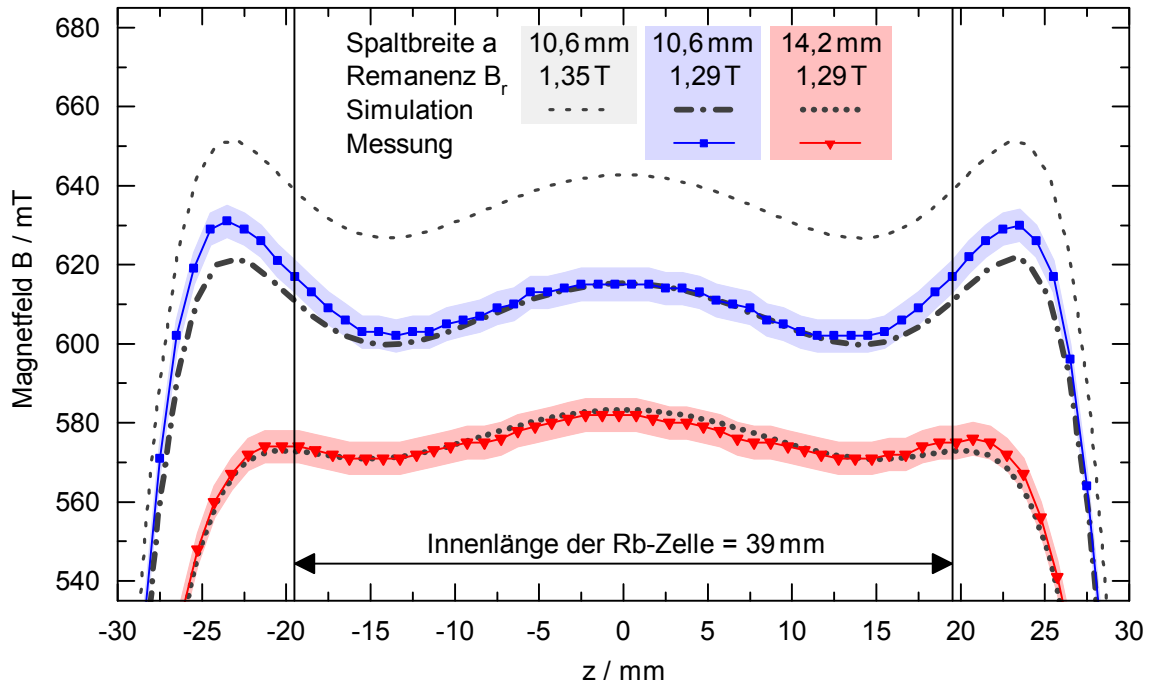


Abbildung 5.9: Gemessene (blau, rot) und simulierte (schwarz) Magnetfeldverläufe des Halbach-Zylinders im Innenraum entlang der z -Richtung für zwei verschiedene Abstände der Halbzylinder. Die Messgenauigkeit der Hallsonde ist als farbige Fläche dargestellt. Messung und Simulation stimmen gut überein, wenn bei der Berechnung eine im Vergleich zur Spezifikation verringerte Remanenz der verwendeten Magnete angenommen wird. Die rot dargestellte Konfiguration wurde in allen ESFADOF-Untersuchungen dieser Arbeit angewandt.

um 85 mT zwischen 550 mT und 635 mT variiert werden. Untersucht wurde auch der Feldverlauf bei Bewegung der Hallsonde in transversaler Richtung. Im Bereich der klaren Apertur der Rb-Zelle weichen die Werte vom achsnahen Magnetfeld um maximal 1% ab. Somit kann prinzipiell das gesamte Zellinnenvolumen zur Realisierung eines (ES)FADOFs genutzt werden.

5.3.4 Zellofen

Die engen Platzverhältnisse innerhalb des Halbach-Zylinders erforderten die Konstruktion eines maßgeschneiderten Ofens für die Rubidium-Zelle. Dessen Auf- und Zusammenbau wird durch Abbildung 5.10 illustriert. Die verwendete Gaszelle⁴ enthält Rubidium im natürlichen Isotopenverhältnis. Ihre Form ist zylindrisch mit einem Außendurchmesser von 10 mm. Die klare Apertur beläuft sich auf 7,5 mm. Die nutzbare Innenlänge beträgt 39 mm, bei einer Gesamtlänge von 45 mm. Die unbeschichteten Glasfacetten sind gekeilt (Keilwinkel 2°) und unter einem Winkel von 2° aufgeschmolzen. Dies minimiert das Auftreten von Etaloneffekten und Rückreflexen. Alle Komponenten sind aus Quarzglas gefertigt.

Mittels einer Wendelheizpatrone⁵ (\varnothing 1,8 mm) wird die Gaszelle temperiert. Die

⁴Precision Glassblowing TG-ABRB-Q

⁵Niggeloh WRP mini

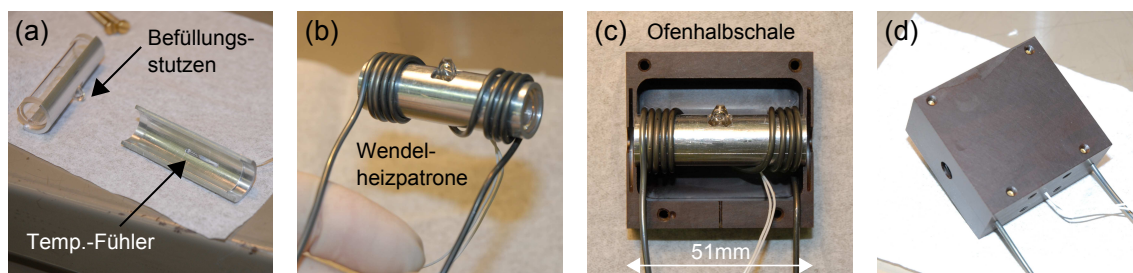


Abbildung 5.10: Schritt-für-Schritt-Zusammenbau des Rubidium-Zellofens. Dargestellt sind (a) die Rb-Zelle (links oben), der Temperaturfühler und die Aluminium-Halbschalen, (b) die umgewickelte Wendelrohrpatrone, (c) der Einbau in eine der Ofenhalbschalen, (d) der gesamte, verschlossene Ofen mit optischen Zugängen.

Patrone ist auf zwei dünne Aluminiumhalbschalen gewickelt, welche die Gaszelle passgenau umgeben. Eine der Halbschalen verfügt über eine großzügige Aussparung für den Befüllungsstutzen der Zelle. Die andere Halbschale besitzt innen-seitig eine schmale Längsfräsung, in der ein Miniatur-Pt100-Temperaturfühler⁶ ($\varnothing 1,2$ mm, Länge 7 mm) mit direktem Kontakt zur Gaszelle liegt. Die Wicklungen der Wendelrohrpatrone konzentrieren sich an den beiden äußeren Enden der Aluminiumschalen. Hierdurch wird intrinsisch sichergestellt, dass die Glasfacetten nicht die kältesten Stellen der Gaszelle sind. Andernfalls kommt es zur Kondensation von Rubidium auf den Innenseiten der Facetten, wodurch einfallendes Licht abgelenkt oder reflektiert wird.

Die Aluminiumschalen sind an den Längsseiten in einem quaderförmigen Ofengehäuse fixiert. Das Gehäuse und die Wendelrohrpatrone besitzen keine Kontaktstelle, so dass sie stets durch eine thermisch isolierende Luftschicht voneinander getrennt sind. Bohrungen mit einem Durchmesser von 7 mm erlauben den optischen Zugang zur Gaszelle. Das Gehäuse ist aus einem Hochtemperaturkunststoff⁷ gefertigt, dessen Dauergebrauchstemperatur mit 300°C spezifiziert ist. Die Wärmeleitfähigkeit liegt mit 0,22 W/mK im Bereich derer von Holz und Porenbeton [201].

Die Einstellung und Stabilisierung der Zelltemperatur geschieht mittels eines präzisen Sollwertreglers⁸. Die erreichte Regelgenauigkeit beträgt $\pm 0,01^\circ\text{C}$. Die maximale Heizleistung wurde auf 16 W limitiert und genügt für Zelltemperaturen von 300°C. Zu erwähnen ist, dass die Wendelrohrpatrone aufgrund des fließenden Heizstroms als magnetfelderzeugende Spule wirkt. Das Feld kann jedoch zu maximal 25 μT abgeschätzt werden und ist daher verglichen mit dem permanentmagnetischen Feld vernachlässigbar klein.

Die gemeinsame Anordnung von Halbach-Zylinder und Zellofen auf dem optischen Tisch ist in Abbildung 5.11 (links) gezeigt. Aufgrund der geringen Curie-Temperatur der NdFeB-Magnete von 80°C muss die Erwärmung des Halbach-Zylinders durch den eingeschlossenen Zellofen gering gehalten werden. Um zu zeigen, welche Temperaturerhöhung der geheizte Ofen verursacht, wurde die Zelltemperatur über eine Dauer von 1,5 Std. linear von der Raumtemperatur auf

⁶Horst FA00181

⁷Ensinger TECASINT 2011

⁸Eurotherm 2604

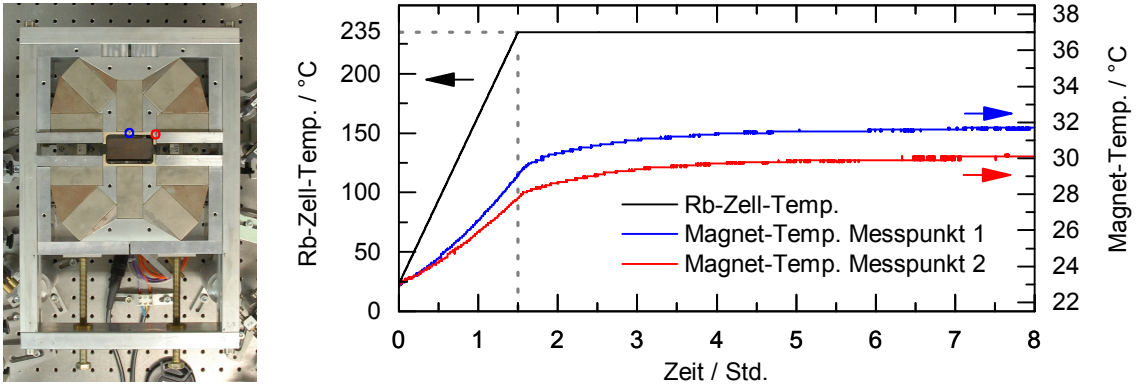


Abbildung 5.11: (links) Halbach-Zylinder und Zellofen in gemeinsamer Anordnung auf dem optischen Tisch. An den blau und rot gekennzeichneten Stellen können Temperaturfühler in direkten Kontakt mit dem jeweiligen Magneten gebracht werden. Gemessen wird seitlich auf Höhe der Rubidium-Zelle. (rechts) Zeitlicher Temperaturverlauf der Magnete an den markierten Positionen bei geheizter Rubidium-Zelle.

235°C geregelt und anschließend für weitere 6,5 Std. konstant gehalten. Über der gesamten Messdauer von 8 Std. wurde die Temperatur des Halbach-Zylinders an zwei Positionen aufgezeichnet, die der beheizten Masse des Zellofens besonders nahe sind. Konkret befanden sich die beiden Thermosensoren an den auf dem Foto gekennzeichneten Positionen in seitlichem Direktkontakt mit dem jeweiligen Magnet.

Die aufgenommenen Temperaturen sind zusammen mit jener der Rubidium-Zelle in Abbildung 5.11 (rechts) über der Messdauer aufgetragen. Die Magnettemperaturen stiegen zunächst kontinuierlich an, bevor bei konstanter Zelltemperatur asymptotische Verläufe folgten. Im Verlauf der achtestündigen Messung betrug der Temperaturzuwachs der Magnete insgesamt lediglich 8,7°C bzw. 7,1°C, während die Temperatur der Rubidium-Zelle um 211,9°C erhöht wurde. Der geringe thermische Übertrag resultiert aus der minimierten beheizten Masse sowie der mehrschichtigen Isolierung zwischen der Zelle und den Magneten. Auf eine aktive Kühlung des Halbach-Zylinders wurde verzichtet.

Unterhalb der Curie-Temperatur ist die Remanenz der NdFeB-Magnete leicht temperaturabhängig, mit einem Koeffizienten von $-0,12\%/K$. Unter der vereinfachten Annahme, dass sich der komplette Halbach-Zylinder um 8,7°C erwärmt, sinkt die Remanenz folglich um rund 1%. Da diese Erwärmung jedoch nur für die ofennahen Magnetbereiche gilt, liegt die tatsächliche Minderung der Remanenz bei einem geringeren Wert und wurde vernachlässigt. Vor allen Messungen dieser Arbeit wurde dem Halbach-Zylinder mehrere Stunden Zeit gegeben, um sich vollständig zu thermalisieren. Es kann daher von einem zeitlich konstanten Magnetfeld ausgegangen werden.

5.4 Aufbau

In diesem Abschnitt wird der Gesamtaufbau des Detektorsystems vorgestellt. Die beiden Hauptkomponenten bilden der Absorptionsfilter und der ESFADOF-

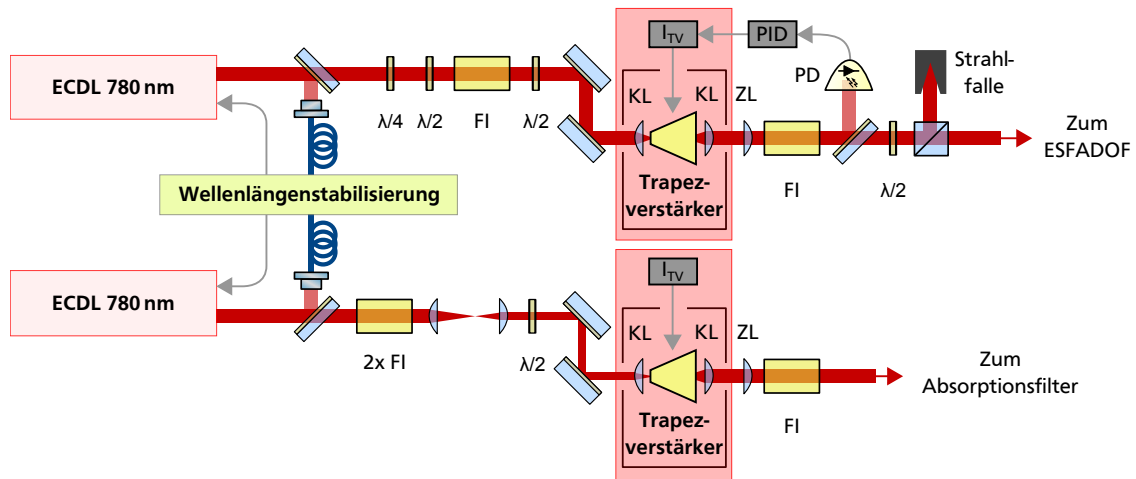


Abbildung 5.12: Aufbau der Pumplasersysteme für den ESFADOF-Kantenfilter und den Absorptionsfilter, jeweils bestehend aus einem Seed-ECDL und einem Trapezverstärker. Die Komponenten im Einzelnen: Wellenplatte ($\lambda/2$, $\lambda/4$), Faraday-Isolator (FI), Kollimationslinse (KL), Zylinderlinse (ZL), Regler (PID), Photodiode (PD), Stromsteuerung (I_{TV}).

Kantenfilter, jeweils optisch gepumpt durch einen verstärkten Diodenlaser. Weiterer wichtiger Bestandteil ist die Spektroskopieeinheit, mithilfe derer kalibrierte Spektren beider Komponenten gewonnen werden.

5.4.1 Pumplaser

Der Absorptionsfilter und der ESFADOF-Kantenfilter basieren auf Rubidium und werden auf der D_2 -Linie bei 780,2 nm gepumpt. Die in dieser Arbeit angewandten Verstimmungen vom Zentrum der D_2 -Linie unterscheiden sich dabei um ca. 70 GHz, da der Kantenfilter dem starken Magnetfeld unterliegt. Daher kann kein gemeinsames Lasersystem eingesetzt werden. Der Aufbau der realisierten Pump-lasersysteme ist in Abbildung 5.12 dargestellt und folgt dem MOPA-Konzept. Die beiden Seed-ECDLs sind identisch zu jenem des gepulsten Faserverstärkers aufgebaut (siehe Abschnitt 4.3.1) und verwenden baugleiche Laserdioden⁹. Die Stabilisierung der Wellenlänge erfolgt nach dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Verfahren. Die Leistung der ECDLs wird mithilfe zweier unterschiedlicher Trapezverstärker^{10,11} skaliert. Die beidachsige Kollimation der emittierten Strahlung gelingt durch die Kombination einer asphärischen Linse mit einer Zylinderlinse und resultiert in einem nahezu runden, Gauß-förmigem Strahlprofil. Je ein optischer Isolator schützt die Trapezverstärker vor Rückreflexen aus dem nachfolgenden Aufbau.

Das Transmissionsspektrum des ESFADOFs hängt empfindlich von der eingestrahnten Pumpleistung ab. Die Ausgangsleistung des ESFADOF-seitigen Trapezverstärkers wurde daher geeignet stabilisiert. Über einen Strahlteiler wird ein Teil der Leistung mit einer Photodiode überwacht und mittels eines PID-Reglers in ein Re-

⁹Sanyo DL7140-201S

¹⁰eagleyard EYP-TPA-0780-02000-4006-CMT04-0000 im ESFADOF-Lasersystem

¹¹m2k m2k-TA-0785-2000-DHP

im Absorptionsfilter-Lasersystem

gelsignal für den Injektionsstrom des Trapezverstärkers gewandelt. Die Stabilisierung erreicht eine Standardabweichung der Leistung von 0,14%. Die Variation der Ausgangsleistung erfolgt unabhängig vom Injektionsstrom durch eine $\lambda/2$ -Platte mit nachfolgendem Polarisationsstrahlteiler, da sich das emittierte Strahlprofil mit dem Injektionsstrom ändert. Die Ausgangsleistung wurde auf 800 mW begrenzt, da darüber hinaus ein zunehmend elliptisches Strahlprofil erhalten wird.

Auf Seiten des Absorptionsfilters wirken sich Leistungs- und Strahlprofil-schwankungen des Pumplasers wesentlich weniger kritisch aus. Die Leistung dieses Trapezverstärkers bedarf daher keiner Stabilisierung und wurde über den Injektionsstrom variiert. Die maximale Ausgangsleistung beträgt 1,2 W und ist durch die Injektionsstromquelle limitiert.

5.4.2 Spektroskopie

Zur spektroskopischen Charakterisierung des Detektorsystems wird weit abstimmbare, kontinuierliche Laserstrahlung im Spektralbereich des Arbeitsübergangs bei 543,3 nm benötigt. Die Strahlung wird durch Frequenzverdopplung des vorverstärkten 1086,6 nm-Seed-ECDLs (siehe Abschnitt 4.3.1) bereitgestellt.

Der entsprechende Aufbau ist im oberen Teil von Abbildung 5.13 dargestellt. Ausgangspunkt der Spektroskopie ist die rechnergestützte Steuerung in *LabView*. Über eine DAQ-Karte¹² wird eine lineare Spannungsrampe an den Piezokristall des Seed-ECDLs angelegt. Simultan werden der interne und externe Resonator mittels des in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Stabilisierungsverfahrens in Resonanz gehalten. Unter Ausnutzung des kompletten Piezohubs bietet der ECDL einen modensprungfreien Durchstimmbereich von 30 GHz, der sich bei der Konversion in den grünen Spektralbereich auf 60 GHz verdoppelt.

Die ECDL-Strahlung wird im Faserverstärker skaliert und an der Strahlaufteilung in den Spektroskopieast geleitet. Dort erfolgt die Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang durch einen 15 mm langen KTP-Kristall. Der Konversionsprozess erfolgt analog zu dem des gepulsten Faserverstärkers in Abschnitt 4.3.5. Die Konversionseffizienz ist infolge der schwachen Intensität der kontinuierlichen Infrarotstrahlung gering und liegt im Promillebereich. Die maximale Ausgangsleistung bei 543,3 nm beträgt rund 1,5 mW. Für die spektroskopischen Untersuchungen ist bereits eine optische Leistung von 150 μ W ausreichend.

Da beim Durchstimmen der ECDL-Wellenlänge der Diodenstrom über einen weiten Bereich moduliert wird, erfährt die frequenzverdoppelte Strahlung große Leistungsänderungen. Dies kann über eine gegenläufige Modulation der Pumpleistung am Faserverstärker kompensiert werden. Hierzu wird ein Teil der 543,3 nm-Strahlung mit einer Photodiode (PD0) beobachtet und daraus ein Modulationssignal für den Pumplaserstrom generiert.

Ein kleiner Teil der erzeugten Strahlung wird in ein konfokales Fabry-Pérot-Interferometer¹³ (FPI) mit einem freien Spektralbereich von 1 GHz eingekoppelt. Das transmittierte Licht wird mit einem Photomultiplier detektiert. Die erzeugten 1 GHz-Marker dienen bei allen Messungen der Erzeugung einer linearisierten Frequenzachse. Die Datenaufnahme dieses und aller anderen elektronischen Signale

¹²National Instruments PCI-6031E

¹³Toptica FPI 100

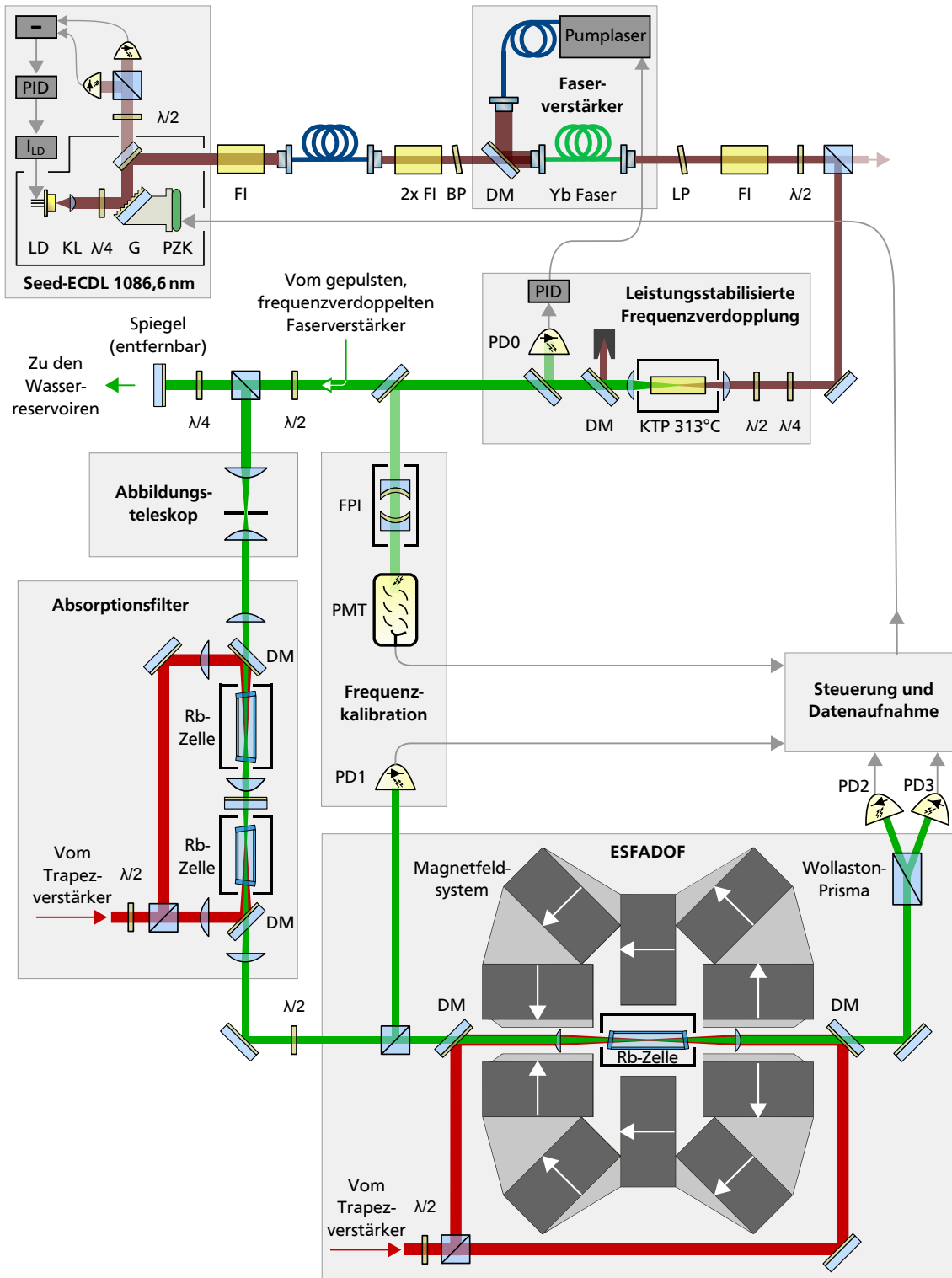


Abbildung 5.13: Aufbau des Detektorsystems mitsamt der Spektroskopieeinheit. Durchstimmbare Laserstrahlung um 543,3 nm wird durch Frequenzverdopplung des faserverstärkten 1086,6 nm-ECDLs erhalten und erlaubt die Untersuchung des Absorptionsfilters und des ESFADOF-Kantenfilters. Die Komponenten im Einzelnen: Wellenplatte ($\lambda/2$, $\lambda/4$), Faraday-Isolator (FI), Regler (PID), dichroitischer Spiegel (DM), Photodiode (PD), Fabry-Pérot-Interferometer (FPI), Photomultiplier (PMT).

erfolgt über die oben genannte DAQ-Karte. Die Taktfrequenz der Spektrenaufnahme beträgt 0,4 Hz. Während der Aufnahmedauer von 2,5 s werden je 36.000 Datenpunkte aller Signale gespeichert.

Die Spektroskopiestrahlung wird dem Detektorsystem nicht direkt zugeleitet, sondern nimmt zunächst den gleichen Strahlweg über den die gepulste LIDAR-Strahlquelle in Richtung der Wasserreservoirs propagiert. Vor Erreichen der Wasserreservoirs wird der Spektroskopiestrahl in sich selbst reflektiert und propagiert damit deckungsgleich mit der zu untersuchenden Brillouin-Streuung aus den Wasserreservoirs. Hierdurch wird sichergestellt, dass eine auf Basis des Spektroskopiestrahls optimale Justage des Detektorsystems sich auf den Strahlweg der Brillouin-Streuung überträgt. Eine mühsame, isolierte Justage des Streulichtstrahlengangs entfällt. Die Beschreibung des Aufbaus zur räumlichen Trennung des Streulichts von der Erzeugerstrahlung sowie des anschließenden Abbildungsteleskops sind Teil von Kapitel 6 und werden daher an dieser Stelle nicht genauer behandelt.

5.4.3 Absorptionsfilter und ESFADOF-Kantenfilter

Der Absorptionsfilter wird durch zwei hintereinander geschaltete Gaszellen¹⁴ gebildet. Sie enthalten Rubidium im natürlichen Isotopenverhältnis und besitzen Innenlängen von 25 mm bzw. 39 mm. Zur Einstellung der Betriebstemperatur befinden sie sich in separaten Öfen. Die eingesetzten Temperaturregler sind baugleich mit dem des KTP-Ofens des gepulsten Faserverstärkers und regeln mit der genannten Genauigkeit von 1%.

Die optische Pumpstrahlung des Trapezverstärkers wird an einem Polarisationsstrahlteiler leistungsgleich aufgeteilt. Die erste Rb-Zelle wird in Vorwärtsrichtung, die zweite in Rückwärtsrichtung gepumpt. Zum Überlapp mit dem Spektroskopiestrahl befinden sich die Zellen zwischen zwei dichroitischen Spiegeln. Zuvor wird je eine Sammellinse durchlaufen, die die Pumpstrahlung in das Zentrum der Zellen fokussiert. Ein Infrarotspiegel zwischen den Zellen reflektiert nicht absorbierte Pumpstrahlung in die jeweilige Zelle zurück und verhindert gegenseitige Einflussnahme. Der Spektroskopiestrahl wird über zwei Linsen ebenfalls in die Zentren der Zellen gebündelt. Abschließend wird er kollimiert und nach Anpassung der Polarisation dem ESFADOF-Kantenfilter zugeleitet.

Zur Aufnahme eines Spektrums des Absorptionsfilters wird ein variabler Teil des Spektroskopiestrahls am Seitenausgang des ESFADOF-Polarisators reflektiert und mit einer Photodiode (PD1) detektiert. Der erzeugte Absorptionsdip auf der $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Resonanz wird in allen Messungen genutzt, um die mithilfe des FPI-Signals linearisierte Frequenzachse in eine absolut kalibrierte Achse zu überführen.

Den augenscheinlichsten Teil des ESFADOF-Kantenfilters bildet das Magnetfeldsystem, in dessen Zentrum der temperaturstabilisierte Ofen mit der Rubidium-Zelle platziert ist. Beide Komponenten wurden bereits in Abschnitt 5.3 vorgestellt. Die Pumpstrahlung des Trapezverstärkers wird zur Steigerung der Pumpomogenität in zwei leistungsgleiche Strahlen aufgeteilt und beidseitig in die Rubidium-

¹⁴Triad Technology

Zelle injiziert. Über zwei achromatische Linsen¹⁵ mit einer Brennweite von 50 mm werden beide Pumpstrahlen in die Zellmitte fokussiert. Die Linsen besitzen einen Durchmesser von 12,7 mm und befinden sich im optischen Zugangsspalt des Magnetfeldsystems. Über dieselben Linsen wird der Spektroskopiestrahl in das Zellzentrum gebündelt und anschließend wieder kollimiert. Unmittelbar vor bzw. hinter dem Magnetfeldsystem erfolgt die Überlagerung bzw. Separation der Strahlen durch zwei dichroitische Spiegel.

Die äußersten Komponenten des Kantenfilters werden durch zwei Polarisatoren gebildet. Im Rahmen der Spektroskopie wird ein Wollaston-Prisma¹⁶ als Abschlusspolarisator eingesetzt. Es bietet für beide Ausgangspolarisationen ein identisch hohes Auslöschungsverhältnis von mindestens 10^5 .

Während des Durchstimmens der Spektroskopiestrahlung detektieren zwei identische Photodioden (PD2, PD3) die beiden Ausgangssignale. Die wellenlängenabhängige Drehung der Polarisation innerhalb der ESFADOZ-Zelle wird von PD3 aufgezeichnet und stellt das Transmissionsspektrum dar. Gleichzeitig wird über die Signalsumme von PD2 und PD3 die reine Absorption in der Rb-Zelle ermittelt. Die Algorithmen zur Frequenz- und Intensitätskalibration der Spektren wurden von Popescu in *LabView* implementiert. Für eine detaillierte Beschreibung sei daher auf [16] verwiesen.

Bei jeweils maximaler Pumpleistung werden in allen drei Rubidium-Zellen Pumpintensitäten im Bereich von 500 W/cm^2 erreicht. Dies übertrifft die Sättigungsintensität der D_2 -Linie um Faktoren von bis zu 10^5 [172, 173]. Erwartungsgemäß werden daher sättigungsverbreiterte Übergänge beobachtet.

5.5 Experimentelle Ergebnisse zum Absorptionsfilter

Die Aufgabe des Absorptionsfilters besteht in der Bereitstellung einer tiefen Absorption im Zentrum des Arbeitsübergangs $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ bei 543,3 nm. Hierdurch kann elastische Streuung im Brillouin-LIDAR-Betrieb von der Messung ausgeschlossen werden.

In Voruntersuchungen wurden die Temperaturen des Zell-Tandems sowie die Wellenlänge der Pumpstrahlung hinsichtlich der maximalen Absorption auf dem Arbeitsübergang untersucht. Die optimalen Temperaturen der beiden Rb-Zellen ergaben sich zu 145°C (Zelle 1) bzw. 135°C (Zelle 2) und wurden in allen weiteren Messungen dieser Arbeit angewandt. Die ungleichen Werte sind möglicherweise dadurch bedingt, dass der Temperatursensor der zweiten Zelle nicht in direktem Kontakt mit der Zelle steht und somit einen geringeren Wert misst.

Die optimale Pumpwellenlänge wurde zu 780,23963 nm (384,23126 THz) bestimmt und ist damit um ca. 780 MHz vom Zentrum der D_2 -Linie blauverschoben [172, 173]. Aufgrund der geringeren Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands in ^{85}Rb im Vergleich zu ^{87}Rb wird das erhaltene Absorptionsspektrum auf dem Arbeitsübergang folglich von den ^{85}Rb -Atomen dominiert. In allen Messungen dieser Arbeit wurde der entsprechende Seed-ECDL über das *wavelength meter* auf den genannten Wert stabilisiert.

¹⁵Thorlabs AC127-050-A

¹⁶Thorlabs WP10-A

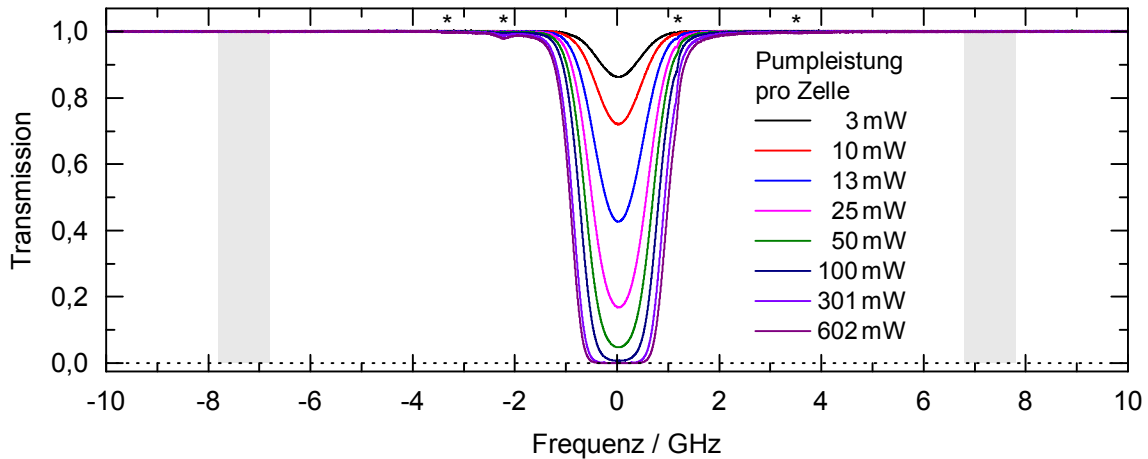


Abbildung 5.14: Transmissionsspektrum des Absorptionsfilters im Bereich des Arbeitsübergangs $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ bei 543,3 nm in Abhängigkeit der injizierten Pumpleistung. Die Spektralbereiche von Brillouin-Streuung in Wasser sind grau markiert und erfahren volle Transmission, während elastische Streuung auf der Resonanz hoher Dämpfung unterliegt. An den mit Sternen gekennzeichneten Positionen werden Zwei-Photonen-Übergänge ($5S_{1/2} \rightarrow 8D_{5/2}$) beobachtet. Die Daten entstanden durch Mittelung von jeweils 15 Einzelmessungen.

Abbildung 5.14 zeigt das Transmissionsspektrum beim Durchgang beider Zellen unter Variation der Pumpleistung. Die Frequenz von 0 GHz auf der Abszisse entspricht der zentralen $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergangsfrequenz. Die Resttransmission erreicht in dieser Messung bei maximaler Pumpleistung einen Wert von $5 \cdot 10^{-4}$ und ist durch die Detektionsgrenze der eingesetzten Photodiode begrenzt. Die grauen Flächen markieren den Spektralbereich innerhalb dem die Maxima der Brillouin-Streuung mit der Wassertemperatur variieren. Die im Rahmen des Brillouin-LIDARs an das Spektrum gestellten Anforderungen werden erfüllt: Während die resonante, elastische Streuung mit hoher Abschwächung in den Zellen absorbiert wird, bleibt die Brillouin-Streuung vollständig ungedämpft erhalten.

Bei genauerem Hinsehen sind zusätzliche Absorptionerscheinungen an den mit Sternen gekennzeichneten Positionen zu erkennen. Diese sind auf Zwei-Photonen-Übergänge innerhalb der rückwärts gepumpten Rb-Zelle zurückzuführen. Dabei regen je ein Photon des Pump- und des Spektroskopielasers gemeinsam den direkten Übergang $5S_{1/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ vom Grundniveau ins obere Arbeitsniveau an. Vergleichen mit der Hyperfeinaufspaltung des Grundniveaus ist die des $8D_{5/2}$ Niveaus vernachlässigbar klein. Daher werden im aufgenommenen Spektrum lediglich die weit Hyperfeinaufgespaltenen Grundniveaus beider Rubidium-Isotope abgebildet. Offensichtlich besteht hierdurch kein Einfluss auf die ungestörte Transmission der Brillouin-Streuung, weshalb die Zwei-Photonen-Absorption im Weiteren keine Relevanz besitzt.

Um die volle Absorptionstiefe zu bestimmen wurde der vorverstärkte 1086,6 nm-ECDL mittels des in Abschnitt 4.3.1 genannten Überhöhungsresonators frequenzverdoppelt, wodurch eine erhöhte Ausgangsleistung bei 543,3 nm erhalten wird. Die Wellenlänge wurde auf das Zentrum des Arbeitsübergangs stabilisiert, so dass die Strahlung die maximale Absorption beim Durchgang durch die

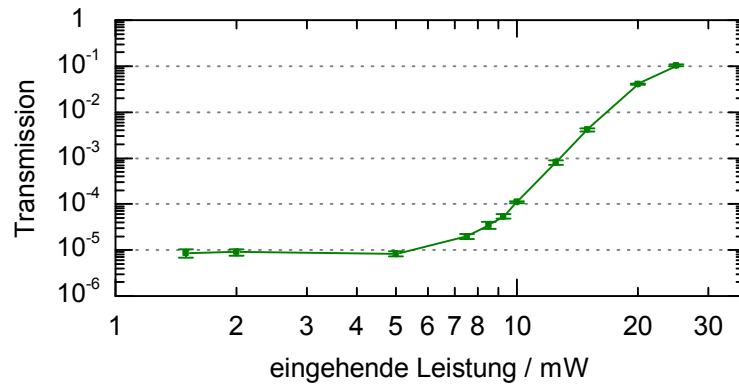


Abbildung 5.15: Transmission des Absorptionsfilters im Zentrum des Arbeitsübergangs $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ als Funktion der eingestrahnten, zu absorbierenden Laserleistung. Es wurde die maximale Pumpleistung von jeweils 602 mW in die beiden Zellen injiziert. Bis zu einer Leistung von 5 mW wird eine maximale Dämpfung von 50,5 dB erreicht. Darüber hinaus erschöpft sich die $5P_{3/2}$ Besetzung, so dass die Transmission ansteigt.

Zellen erfährt. Die transmittierte Leistung wurde mit einem empfindlichen Leistungsmesskopf aufgenommen. Ein schmalbandiger Bandpassfilter vor dem Messkopf schloss Fluoreszenzlicht aus den Zellen von der Messung aus. Die Transmission ergab sich aus der Division der gemessenen Leistung bei eingestrahelter und geblockter Pumpstrahlung. Es wurde die maximal verfügbare Pumpleistung injiziert.

Die gewonnenen Daten sind in Abbildung 5.15 als Funktion der eingestrahnten Leistung bei 543,3 nm in doppelt logarithmischer Auftragung dargestellt. Bis zu einer optischen Leistung von 5 mW erreicht die Transmission ihr Minimum von $0,9 \cdot 10^{-5}$. Dies entspricht einer Unterdrückung von 50,5 dB. Oberhalb von 5 mW erschöpft sich die Absorptionsfähigkeit infolge der limitierten Besetzung des $5P_{3/2}$ Zustands. Die Transmission steigt kontinuierlich an und überschreitet ab einer Leistung von 25 mW den Wert von 0,1.

Eine Vermessung der Transmission mit gepulster 543,3 nm-Strahlung war nicht möglich, da die vorhandenen Pyrodetektoren keine ausreichende Empfindlichkeit besitzen. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Pulse eine höhere Spitzenleistung aufweisen dürfen, um die gleiche Abschwächung zu erfahren. Der Grund liegt darin, dass zwischen zwei Pulsen die Besetzung im $5P_{3/2}$ Zustand durch das kontinuierliche Pumpen maximiert und im $8D_{5/2}$ Zustand durch Spontanemission vollständig abgebaut wird.

Ob im Betrieb eines Brillouin-LIDARs das elastische Streulicht eine Spitzenleistung im mW-Bereich erreicht und überschreitet, hängt von einer Vielzahl von Faktoren ab, u.a. von der ins Wasser eingestrahnten Pulsenergie. Die Spitzenleistung eines 10 ns langen Pulses mit einer Energie von 1 mJ beträgt 94 kW. Folglich können Oberflächenreflexe dieser Pulse das mW-Regime mit Leichtigkeit überwinden und sind zu vermeiden. Die Lichtleistung der elastischen Streuung im Wasser ist deutlich niedriger und hängt vor allem von der Wasserqualität ab. Eine systematische Untersuchung dieser Abhängigkeit kann Aufschluss darüber geben, welche Zellenkonfiguration letztendlich benötigt wird. Von Vorteil ist, dass das System

durch Hinzufügen weiterer Rb-Zellen flexibel skaliert werden kann. Im zentralen Experiment dieser Arbeit hat die demonstrierte Absorptionsfähigkeit der beiden Rb-Zellen ausgereicht, um das elastische Streulicht vollständig zu unterdrücken.

5.6 Experimentelle Ergebnisse zum ESFADOF

In den folgenden Abschnitten werden die experimentellen Ergebnisse des ESFADOF-Kantenfilters vorgestellt. Es werden systematische Charakterisierungen präsentiert, die Wahl der Betriebsparameter begründen. Den Ausgangspunkt bilden eine Rubidium-Temperatur von 235°C und eine Pumpfrequenz von 384,16 THz, die im Rahmen einer Masterarbeit als vorteilhafte Parameter identifiziert wurden [202].

Variiert wurden einige der zentralen Betriebsparameter des ESFADOFs, die dabei stets über die vorgestellten Regelkreise stabilisiert wurden. Dies betrifft die Pumpleistung ($\sigma_p = 0,14\%$), die Pumpfrequenz ($\sigma_\nu = 0,88$ MHz) und die Rubidium-Temperatur ($\sigma_T = 0,01^\circ\text{C}$) mit den jeweils angegebenen Standardabweichungen. Nicht variiert wurden das Magnetfeld von $(575,5 \pm 3,8)$ mT und die Pumpgeometrie.

Das erhaltene Transmissionsspektrum ist allgemein sehr empfindlich auf den Stahlüberlapp der Pump- mit der Spektroskopiestrahlung. Der Laboraufbau erfordert es regelmäßig, den Überlapp nachzujustieren. Im Bereich der Transmissionsmaxima kam es daher bei den verschiedenen Messreihen zu Abweichungen von wenigen Prozentpunkten. Die qualitative Aussagekraft der jeweiligen Charakterisierung bleibt davon jedoch unberührt erhalten.

Zum Zwecke der absoluten Frequenzkalibration wurde die vorwärts gepumpte Zelle des Absorptionsfilters genutzt. Alle aufgenommenen ESFADOF-Spektren enthalten daher einen Absorptionsdip auf der $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Resonanz, die im Folgenden stets mit der Zentralfrequenz von 0 GHz zusammenfällt. Die ESFADOF-Spektren weisen in diesem Bereich keine nennenswerte Struktur auf, so dass hierdurch kein Nachteil für die Charakterisierungsmessungen des ESFADOFs entsteht. Um das Leistungsrauschen der Spektroskopiestrahlung zu dämpfen, sind alle Spektren durch Mittelung über 20 Einzelmessungen entstanden.

5.6.1 Variation der Pumpwellenlänge

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Pumpwellenlänge auf das ESFADOF-Spektrum untersucht. Sie wird als Verstimmung $\Delta\nu_p$ vom Zentrum der unverschobenen D_2 -Linie angegeben. Da der Pumplaser das Grundniveau $5S_{1/2}$ mit dem unteren ESFADOF-Niveau $5P_{3/2}$ koppelt, hat die Verstimmung maßgeblichen Einfluss auf den Besetzungstransfer und die Plasmaschwelle.

Zur Bestimmung einer geeigneten Pumpwellenlänge wurde die Verstimmung in diskreten Schritten über einen Bereich von ± 90 GHz verstimmt und jeweils das ESFADOF-Transmissionsspektrum aufgenommen. Die Temperatur der Rubidium-Zelle betrug 235°C. Die injizierte Pumpleistung wurde vor jeder Messung individuell angepasst und lag jeweils maximal 1 mW unterhalb der Schwelle zum Zünden

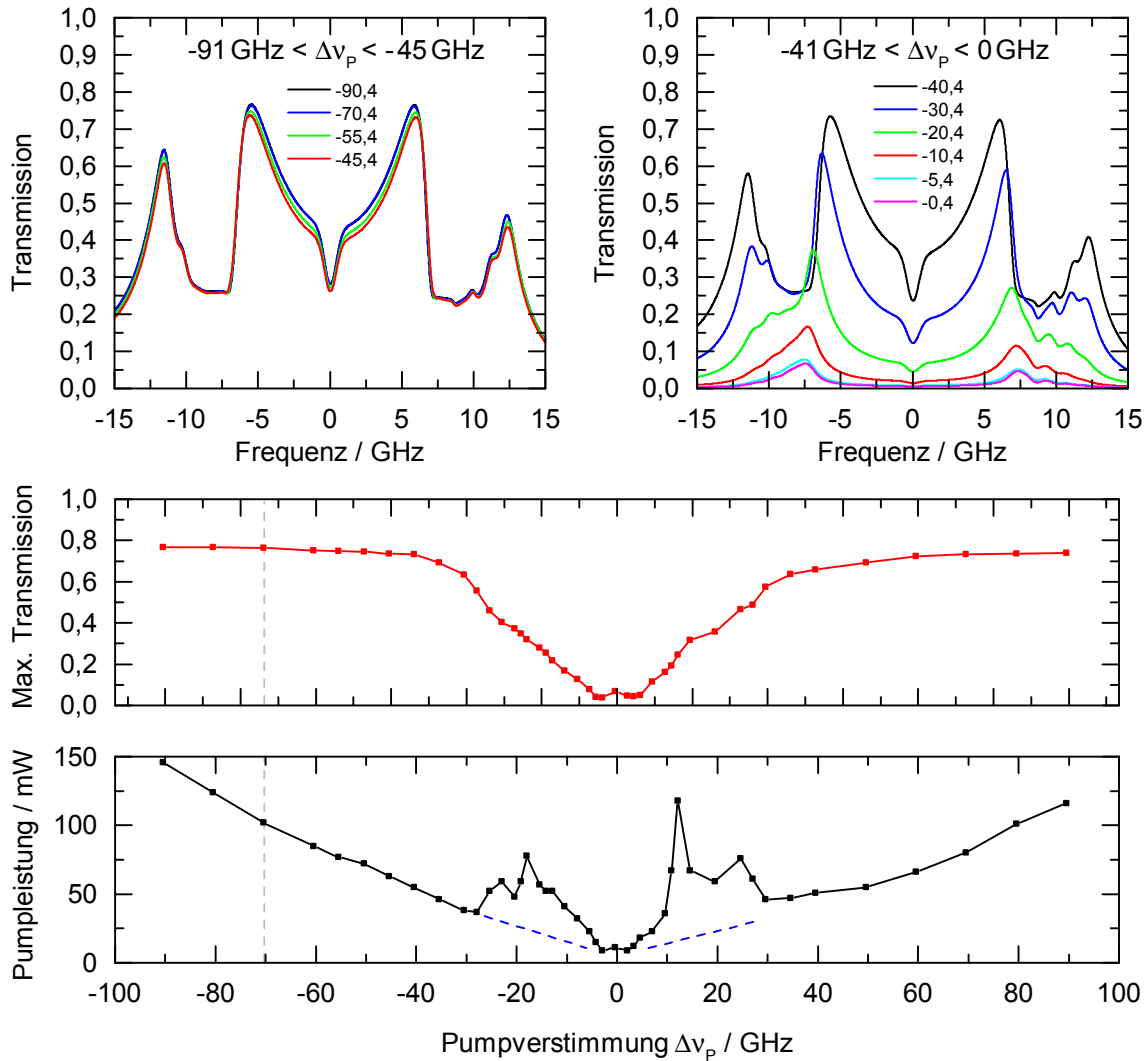


Abbildung 5.16: Abhängigkeit des ESFADOF-Transmissionsspektrums von der Verstimmung $\Delta\nu_p$ der Pumpstrahlung. Die Rubidium-Temperatur betrug 235°C. Die Spektren (oben) sind für zwei verschiedene rotverstimmte Bereiche der Pumpfrequenz dargestellt. Zudem sind die Maximaltransmission (Mitte) und die eingestrahlte Pumpleistung (unten) als Funktion von $\Delta\nu_p$ aufgetragen.

des laserinduzierten Plasmas. Die erhaltenen Spektren stellen daher das erreichbare Optimum am jeweiligen Betriebspunkt dar.

Die gewonnenen Spektren sind in Abbildung 5.16 (oben) für zwei verschiedene rotverstimmte Bereiche der Pumpfrequenz dargestellt. Sämtliche Spektren wurden bezüglich ihrer Maximaltransmission ausgewertet. Diese ist im mittleren Teil der Abbildung als Funktion der Verstimmung dargestellt. Im unteren Teil wird die injizierte Pumpleistung angegeben, wobei für alle Pumpleistungen oberhalb der dargestellten Kurve das laserinduzierte Plasma gezündet wird.

Die Entwicklung der Spektren erfolgt ausgehend von $\Delta\nu_p = 0$ GHz symmetrisch und kann anhand der dargestellten Spektren nachvollzogen werden. Im Bereich von $|\Delta\nu_p| < 5$ GHz ist die Transmission minimal und liegt durchweg unter 10%. Bei erhöhter Verstimmung ($5 \text{ GHz} < |\Delta\nu_p| < 41 \text{ GHz}$) nimmt das Spektrum zuneh-

mend Struktur an und erfährt eine kontinuierliche Steigerung der Transmission. Die Pumpleistung zeigt in diesem Bereich lokale Maxima. Ab einer Verstimmung von $|\Delta\nu_p| > 30$ GHz beginnt die Strukturänderung zu sättigen. Die Pumpleistung steigt nunmehr kontinuierlich mit der Verstimmung an. Für $|\Delta\nu_p| > 45$ GHz unterscheiden sich die Spektren nur noch geringfügig und zeigen hohe, symmetrische Transmissionen.

Ebenso wie der Arbeitsübergang des ESFADOs ist auch der D_2 -Pumpübergang durch das starke Magnetfeld aufgespalten. Die Lage der einzelnen D_2 -Hyperfeinlinien wurde auf Basis von Abschnitt 5.1.4 berechnet. Sie liegen in jenen Spektralbereichen, die in obiger Darstellung von den blau gestrichelten Linien abgedeckt werden. Die Linien wurden in Verlängerung der nahezu linearen Pumpleistungsverläufe bei hohen Verstimmungen ausgerichtet. Der strukturvolle Verlauf der Pumpleistung bei $|\Delta\nu_p| < 20$ GHz ist daher durch resonante Anregung einzelner Hyperfeinübergänge begründet. Die symmetrisch mit der Verstimmung ansteigende ESFADO-Transmission zeigt, dass nahresonantes Pumpen bereits dann zum Zünden des Plasmas führt, wenn noch keine substantielle Besetzung im $5P_{3/2}$ Zustand aufgebaut wurde.

Für eine fundierte Interpretation der gefundenen Abhängigkeiten wird ein belastbares theoretisches Modell des lasergetriebenen Übergangs in die Plasma-phase benötigt. Vorarbeiten in dieser Richtung wurden von Measures et al. geleistet, resultierend in einem System nichtlinearer, gekoppelter Ratengleichungen [203–205]. Die Anpassung und die numerische Lösung dieses Systems sind zukünftigen Arbeiten überlassen, da sie nicht in den Rahmen der vorliegenden Arbeit fallen.

Für den Betrieb des ESFADOs erweisen sich weit verstimmte Pumpfrequenzen als Mittel der Wahl, um ein hohes Transmissionsspektrum zu generieren. Als Arbeitspunkt für alle weiteren Untersuchungen wurde eine Verstimmung von $-70,4$ GHz gewählt, entsprechend einer Lichtfrequenz von $384,16$ THz. Sie ist in obiger Abbildung grau gestrichelt markiert. Die Pumpleistung beläuft sich auf 102 mW und könnte alternativ zum geseedeten Trapezverstärker auch von zwei unverstärkten DFB-Laserdioden bereitgestellt werden.

5.6.2 Variation der Rubidium-Temperatur

Die Temperatur der Rb-Zelle wurde zwischen $207,5^\circ\text{C}$ und 300°C in unterschiedlichen Schrittweiten variiert. Die Pumpwellenlänge entsprach dem im vorherigen Abschnitt ermittelten Arbeitswert. Alle Spektren wurden durch Anpassen der Pumpleistung unmittelbar vor der Schwelle zum Zünden des laserinduzierten Plasmas aufgenommen. An jedem Betriebspunkt wird daher die maximal mögliche Transmission erreicht. Niedrigere Temperaturen als $207,5^\circ\text{C}$ wurden von der Untersuchung ausgenommen, da dort aufgrund der limitierten Pumpleistung die Plasmaschwelle nicht erreicht wurde.

In Abbildung 5.17 (oben) sind ausgewählte Gesamttransmissionsspektren dargestellt. Hierzu wurden die an den beiden Ausgängen des Abschlusspolarisators detektierten Spektren addiert. Deutlich sind die Ausprägungen des Righi-Effekts zu erkennen. Im Bereich der aufgespaltenen Spektrallinien für σ^+ und σ^- pola-

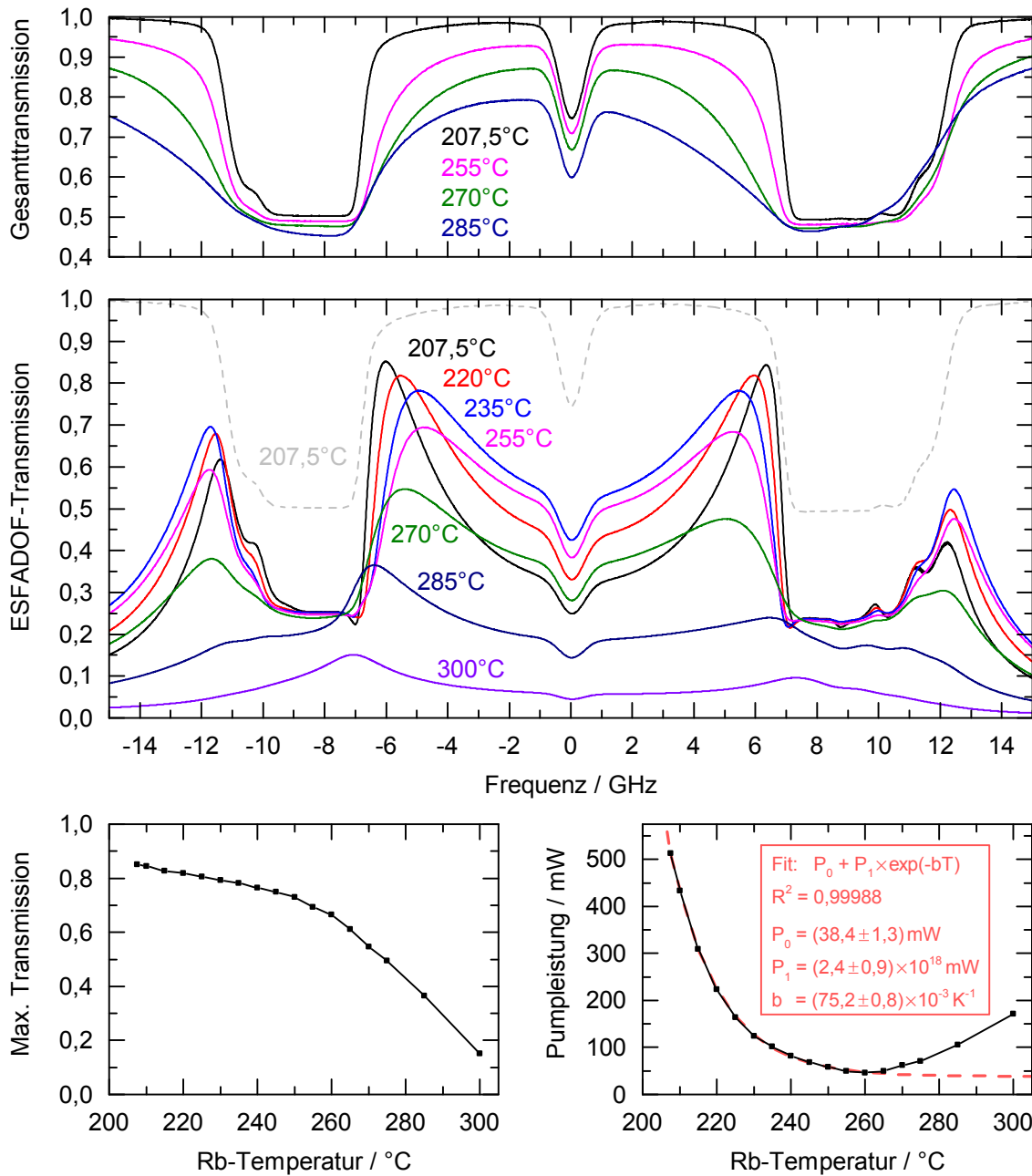


Abbildung 5.17: Auswirkung einer variierten Rubidium-Temperatur auf die Gesamttransmission (oben) und auf das ESFADOF-Transmissionspektrum (Mitte). Zudem sind die ESFADOF-Maximaltransmission (unten links) und die injizierte Pumpleistung aufgetragen (unten rechts). An die Pumpleistung wurde mit hoher Bestimmtheit eine Exponentialfunktion angepasst (rot). Es wurden Temperaturen zwischen 207,5°C und 300°C untersucht. Die Frequenz des Pumplasers belief sich auf 384,16 THz.

risiertes Licht sättigt die Absorption jeweils bei ca. 50%, bedingt durch die Spektroskopie mit linear polarisierter Strahlung. Mit steigender Temperatur nimmt die Breite der Spektrallinien zu und sie weisen zunehmend die Form eines Voigt-Profiles auf. Wie in Abschnitt 5.1.5 erläutert, ist dies auf die homogene Eigendruckverbreiterung des Rubidium-Gases zurückzuführen.

Der mittlere Graph in Abbildung 5.17 zeigt sieben ESFADOF-Transmissionspektren, die die volle Temperaturspanne abdecken. Das Gesamttransmissionspektrum bei 207,5°C ist dabei zum Vergleich erneut dargestellt. Die ESFADOF-Spektren zeigen bis zu einer Temperatur von 270°C sehr klar den Macaluso-Corbino-Effekt. Die 25%-Plateaus im Bereich der Absorptionslinien resultieren aus den jeweils absorbierten Zirkularanteilen, die am ESFADOF-Abschlusspolarisator im gleichen Verhältnis aufgeteilt werden. Die maximale ESFADOF-Transmission wird stets im rotverschobenen Peak erhalten. Ihre Temperaturabhängigkeit ist in Abbildung 5.17 (unten links) aufgetragen. Die Transmission sinkt gegenläufig zur steigenden Breite der Absorptionslinien. Der Knick bei 260°C ist auf die beginnende Dominanz der Eigendruckverbreiterung zurückzuführen. Hiermit geht ein verstärktes Abflachen der Dispersionskurven einher und resultiert in einer verminderten Drehung der Polarisation. Bei 300°C ist die Maximaltransmission auf 15% abgesunken und das gesamte Spektrum weist nur noch schwache Konturen auf. Folglich sind Absorptionslinien mit stark Lorentz'schem Charakter nicht für die Realisierung eines ESFADOF-Kantenfilters geeignet.

Ein Einfluss der Druckverbreiterung zeigt sich auch bezüglich der injizierten Pumpleistung, dargestellt in Abbildung 5.17 (unten rechts). Sie fällt zunächst rapide auf ein Minimum bei 260° ab und steigt im weiteren Verlauf wieder an. Der Leistungsabfall bis 260°C ist von exponentieller Natur. Die dargestellte Funktion wurde mit hoher Bestimmtheit an die Messdaten angepasst, womit ein analytischer Zusammenhang für den Phasenübergang zum laserinduzierten Plasma gefunden ist. Um auch die Messwerte bei den höchsten Temperaturen einzubeziehen, muss die Eigendruckverbreiterung durch zusätzliche Terme berücksichtigt werden. Die gefundene Abhängigkeit kann in zukünftigen Arbeiten genutzt werden, um ein theoretisches Modell des Phasenübergangs zum laserinduziertem Plasma zu überprüfen.

Eine für die Wahl des Arbeitspunkts entscheidende Beobachtung wurde bezüglich des Hystereseverhaltens beim Übergang zum laserinduzierten Plasma gemacht. Bei einer Rb-Temperatur von 207,5°C ist ausgeprägtes Hystereseverhalten vorhanden. Das Plasma wird bei Überschreiten der Schwellpumpleistung von 513 mW gezündet, woraufhin das ESFADOF-Spektrum abrupt einbricht. Zum Erlöschen des Plasmas muss die Pumpleistung um ca. 70 mW reduziert werden. Der Betrieb an der Plasmaschwelle ist bei dieser Temperatur mit dem Risiko verbunden, dass bei Schwankungen des Pumpprozesses die Transmission unerwartet einbricht.

Mit steigender Rb-Temperatur sinkt die erforderliche Reduktion der Pumpleistung zum Erlöschen des Plasmas. Ab etwa 230°C wird kein Hystereseverhalten mehr beobachtet. Die Spektren entwickeln sich unabhängig von der Variationsrichtung der Pumpleistung. Zudem fällt der Übergang zum Plasma weniger schlagartig aus. Die Arbeitstemperatur für das LIDAR-Experiment dieser Arbeit wurde daher zu 235°C gewählt. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, ist das Transmissionspektrum bei dieser Temperatur besonders unempfindlich gegenüber Pumpleistungsschwankungen. Die rund 8% geringere Transmission im Vergleich zu einer Temperatur von 207,5°C wird dafür gerne in Kauf genommen.

5.6.3 Variation der Pumpleistung

Als letzter Betriebsparameter wird in diesem Abschnitt die optische Pumpleistung der ESFADOF-Rubidium-Zelle variiert. Sie wurde in verschiedenen Schrittweiten auf bis zu 636 mW erhöht. Die Pumpfrequenz und die Rubidium-Temperatur beliefen sich auf die zuvor ermittelten Arbeitswerte von 384,16 THz und 235°C. Das laserinduzierte Plasma zündet bei der Überschreitung einer Pumpleistung von 102 mW.

In Abbildung 5.18 (oben) sind sechs ESFADOF-Spektren bei sukzessiv steigender Pumpleistung unterhalb der Plasmaschwelle dargestellt. Das Spektrum bei 102 mW markiert das erreichbare Maximum. Es ist in Abbildung 5.18 (Mitte) erneut aufgetragen, zusammen mit fünf Spektren bei Überschreitung der Plasmaschwelle bis ans Leistungsmaximum. Die Pumpleistungsdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spektren ist jeweils nicht identisch, sondern wurde gemäß einer anschaulichen Darstellung gewählt. Abbildung 5.18 (unten) zeigt zudem die Standardabweichung des Spektrums an der Plasmaschwelle, resultierend aus der Mittelung der 20 Einzelaufnahmen. Anhand der dargestellten Spektren sind eine Vielzahl von Beobachtungen möglich, die im Folgenden diskutiert werden.

Schon mit geringen Pumpleistungen im einstelligen mW-Bereich werden Transmission von über 10% erreicht. Ab 25 mW ist bereits die typische 25%-Sättigung im Bereich der Absorptionslinien erkennbar (Macaluso-Corbino-Effekt). Die dortigen Modulationen des Spektrums entstehen, da je Zirkularkomponente insgesamt vier benachbarte Absorptionslinien existieren (siehe Abschnitt 5.1.4). Für den Betrieb als Brillouin-LIDAR-Kantenfilter besitzen die Modulationen keine Relevanz, da die verwendeten Kantenbereiche weiter innen liegen und davon unbeeinflusst sind.

Die Spektren zeigen die bislang höchsten Transmissionen eines Rubidium-basierten ESFADOFs und stellen einen wesentlichen Fortschritt zu allen vorherigen Arbeiten dar. Die Maximaltransmission wird stets im rotverschobenen Transmissionsfenster angenommen. Sie ist zusammen mit ihrer spektralen Position in Abbildung 5.19 als Funktion der Pumpleistung aufgetragen. Beide Kenngrößen nehmen an der Plasmaschwelle ihr Maximum an (84,8% bzw. $-4,9$ GHz). In einer schmalen Umgebung der Plasmaschwelle hängen die beiden Kenngrößen nur schwach von der Pumpleistung ab. In diesem Punkt sind die Transmissionskanten gegenüber Schwankungen der Pumpleistung besonders unanfällig. Ein Betrieb des ESFADOFs an der Plasmaschwelle ist bei den gegebenen Parametern daher vorteilhaft für das Erreichen eines zeitlich besonders stabilen Transmissionsspektrums. Dies wird durch die in Abbildung 5.18 (unten) gezeigte Standardabweichung demonstriert, die sich über das gesamte Spektrum hinweg auf unter $2 \cdot 10^{-3}$ beläuft.

Mit Überschreiten der Plasmaschwelle bricht das Transmissionsspektrum ein und verliert zunehmend seine charakteristische Struktur. Die Maximaltransmission fällt und verschiebt sich, jeweils exponentiell mit der Pumpleistung. Bei der maximalen Pumpleistung von 636 mW nehmen die beiden Kenngrößen Werte an, die vergleichbar auch bei den geringsten Pumpleistungen erreicht werden. Das Spektrum in der Plasmaphase ist jedoch ungleich ausgewaschener und zeigt nur noch sehr schwach ausgeprägte Transmissionskanten.

Im Hinblick auf die gewählten Transmissionskanten weisen die Spektren eine

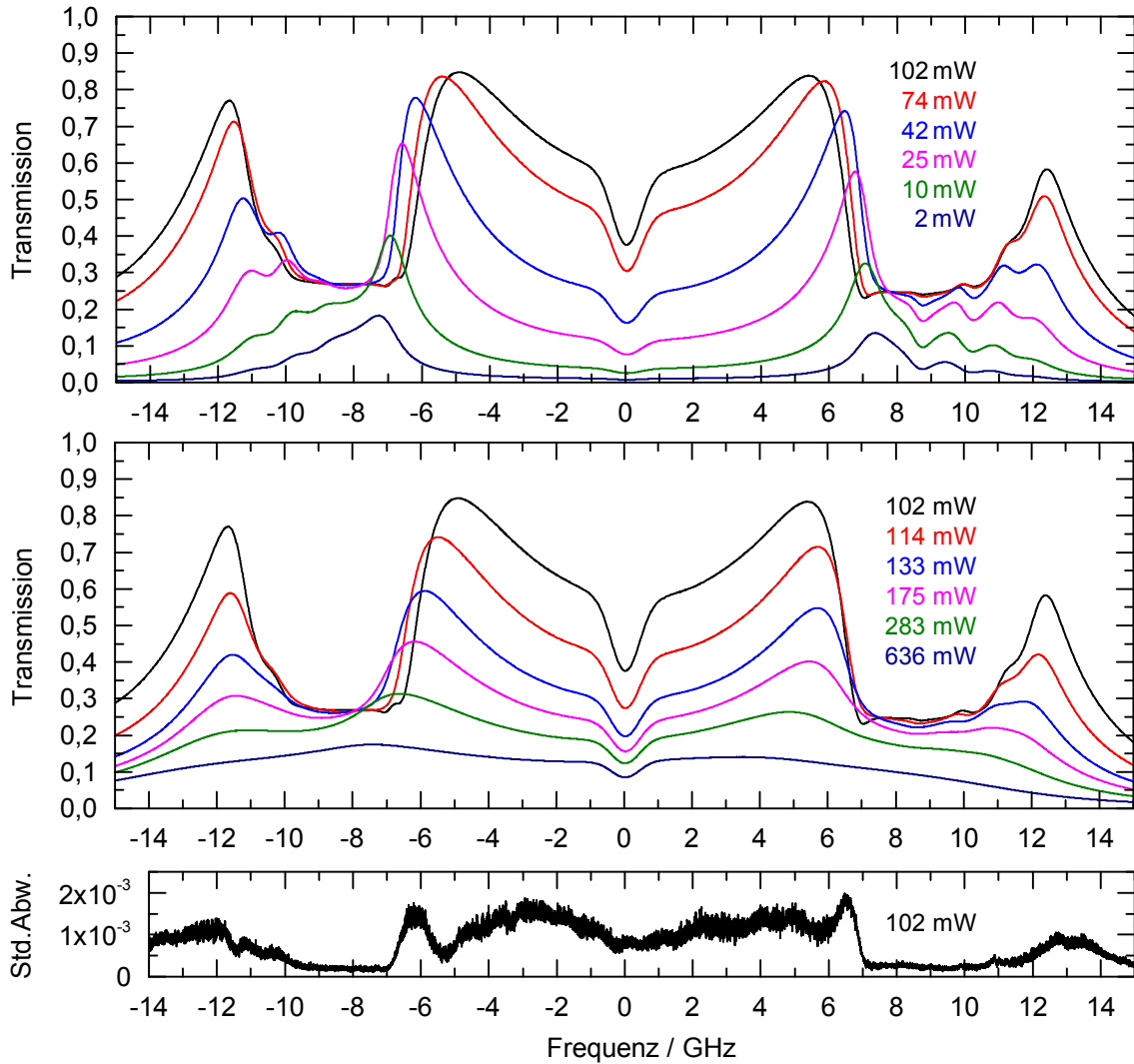


Abbildung 5.18: ESFADOF-Transmissionsspektren als Funktion der Pumpleistung unterhalb der Plasmaschwelle (oben) und bei Überschreiten der Plasmaschwelle (Mitte). Das Spektrum an der Plasmaschwelle bei 102 mW ist in beiden Auftragungen enthalten. Zudem ist dessen Standardabweichung aufgetragen (unten). Die Rubidium-Temperatur belief sich auf 235°C und die Pumpfrequenz auf 384,16 THz.

vorteilhafte Symmetrie auf. Die Symmetrieachse ist dabei stets leicht blauverschoben. An der Plasmaschwelle weist das Spektrum bezüglich einer Frequenzverstimmung von +163 MHz die höchste Symmetrie auf. Alle im nachfolgenden Abschnitt berechneten Kennlinien sind auf Basis dieser Verstimmung berechnet worden. Dabei wird auch gezeigt, wie die Symmetrie im Brillouin-LIDAR-Betrieb Schwankungen der erzeugenden Laserfrequenz zu einem hohen Grad ausgleicht, verglichen mit einer alleinigen Transmissionskante.

Auf Basis dieser Ergebnisse wurde entschieden, den Kantenfilter für das LIDAR-Experiment dieser Arbeit an der Plasmaschwelle bei einer Pumpleistung von 102 mW zu betreiben. Die Strahlquelle wird entsprechend der Symmetrie des Spektrums um 163 MHz von der $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Resonanz verstimmt. Bezüglich des Absorptionsfilter stellt diese Verstimmung kein Problem dar, da die Absorptions-

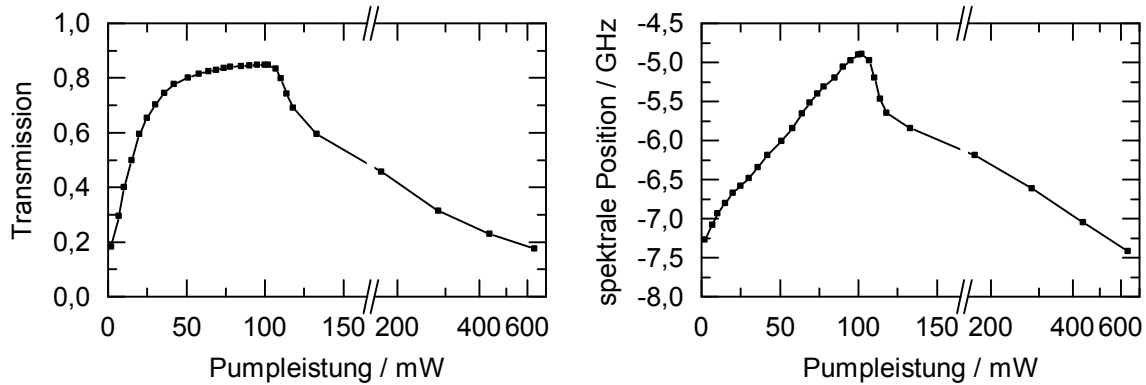


Abbildung 5.19: Maximaltransmission (links) und deren spektrale Lage (rechts) der in Abbildung 5.18 dargestellten Spektren als Funktion der Pumpleistung. Die Abszissen sind jeweils bei einer Pumpleistung von 160 mW gebrochen und wechseln von linearer in logarithmische Skalierung. Hierdurch zeigt sich der exponentielle Abfall beider Kenngrößen in der Plasmaphase.

linie ein ausreichend hohe Breite aufweist (siehe Abschnitt 5.5) und somit die Eliminierung der elastischen Streuung gewährleistet ist.

5.6.4 Eignung für das Brillouin-LIDAR

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Transmissionscharakteristik des aufgebauten ESFADOFs ausführlich untersucht. Zum Abschluss dieses Kapitels werden die dabei gewonnenen Spektren hinsichtlich ihrer Eignung für das Brillouin-LIDAR ausgewertet. Von zentralem Interesse ist, ob der realisierte ESFADOF einen geeigneten Kantenfilter für die Detektion von Brillouin-Streuung in Wasser darstellt. Hierzu wird das in Abschnitt 2.6.4 vorgestellte Verfahren zur Berechnung einer Kennlinie angewandt und somit die temperaturabhängige Transmission der Brillouin-Streuung durch den ESFADOF erhalten. Es wurde ein Salzgehalt von 0‰ angenommen, den auch das in dieser Arbeit verwendete destillierte Wasser besitzt.

In Abbildung 5.20 (links) ist die Kennlinie des ESFADOF-Kantenfilters beim Betrieb an der Plasmaschwelle in schwarz dargestellt. Der Kurvenverlauf zeigt die gewünschte Charakteristik: Eine mit der Temperatur streng monoton fallende Transmission. Folglich ist stets eine eindeutige Zuordnung des gemessenen Signals zur Wassertemperatur möglich. Der relative Transmissionsanstieg zwischen 40°C und 0°C beträgt 34%. Bedingt durch die Lage der ESFADOF-Transmissionskanten besitzt die Kennlinie im Bereich kleiner Temperaturen die größte Steigung und erlaubt dort die höchste Temperaturlösung.

Im nachfolgenden Kapitel 6 wird der Kantenfilter mit in Wasser erzeugter Brillouin-Streuung experimentell erprobt. Der ESFADOF-Betrieb erfolgt dabei an der Plasmaschwelle bei den vorgestellten Arbeitsparametern. Im Vorgriff auf die Ergebnisse sei erwähnt, dass im Experiment das Brillouin-Streulicht eine andere ESFADOF-Transmission erfährt, als sich rechnerisch auf Basis der Kennlinie an der Plasmaschwelle ergibt. Hierfür sind zwei Gründe anzuführen, die miteinander gekoppelt sind. Zum einen ist die ESFADOF-Transmission aufgrund des Gauß-

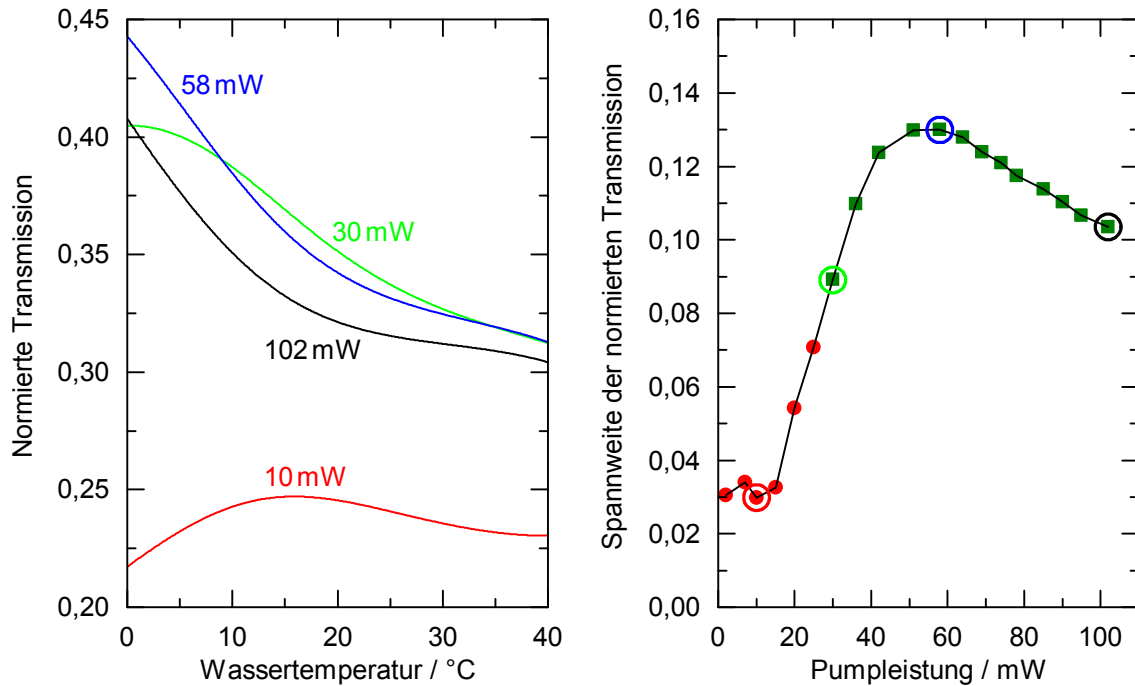


Abbildung 5.20: (links) Berechnete Transmission von Brillouin-Streuung durch den ESFADOF in Abhängigkeit der Wassertemperatur, auf Basis der pumpleistungsvariieren Spektren aus Abschnitt 5.6.3. (rechts) Wertebereich der Transmissionskurven als Funktion der Pumpleistung. Grüne Datenpunkte markieren streng monotone Transmissionsverläufe, während in den rot markierten Fällen mindestens ein Extremum angenommen wird.

förmigen Strahlprofils des Pumpasers transversal inhomogen. Zum anderen besitzen der Spektroskopie- und der Streulichtstrahl unterschiedliche Eigenschaften bezüglich des Strahlprofils und der Divergenz. Der Spektroskopiestrahl entstammt einem frequenzverdoppelten Faserverstärker und ist nahezu beugungslimitiert. Hingegen wird das Brillouin-Streulicht entlang von 1 m langen Wassersäulen erzeugt und aus einem begrenzten Raumwinkel aufgefangen. Verglichen mit dem Spektroskopiestrahl durchquert das Streulicht die ESFADOF-Zelle mit einem größeren Strahlquerschnitt und ist dabei mit intensitätsschwächeren Bereichen der Pumpstrahlung überlagert. Das Streulicht erfährt folglich ein anderes ESFADOF-Spektrum, da mit verringerter Pumpleistung eine Änderung der Maximaltransmission und der Kantenlage einhergeht.

Um eine Aussage darüber machen zu können, wie sich die ESFADOF-Transmission für Spektroskopiestrahlen größeren Durchmessers entwickelt, wurde auf die im vorherigen Abschnitt präsentierten Spektren bei variiert Pumpleistung zurückgegriffen. Eine Aufweitung des Spektroskopiestrahls wird somit ersatzweise über eine Verringerung der Pumpleistung simuliert. Für alle unterhalb der Plasmaschwelle aufgenommen Spektren wurde die jeweilige Kennlinie berechnet und bezüglich ihrer Monotonie ausgewertet. In Abbildung 5.20 (rechts) ist die Wertespanne all dieser Kennlinien als Funktion der Pumpleistung dargestellt. Grüne Datenpunkte markieren dabei vollständig injektive Verläufe, während rote Datenpunkte auf mindestens ein Extremum hinweisen. Die farbigen Kreise korrespondieren mit den in Abbildung 5.20 (links) dargestellten Kennlinien. Dort sind

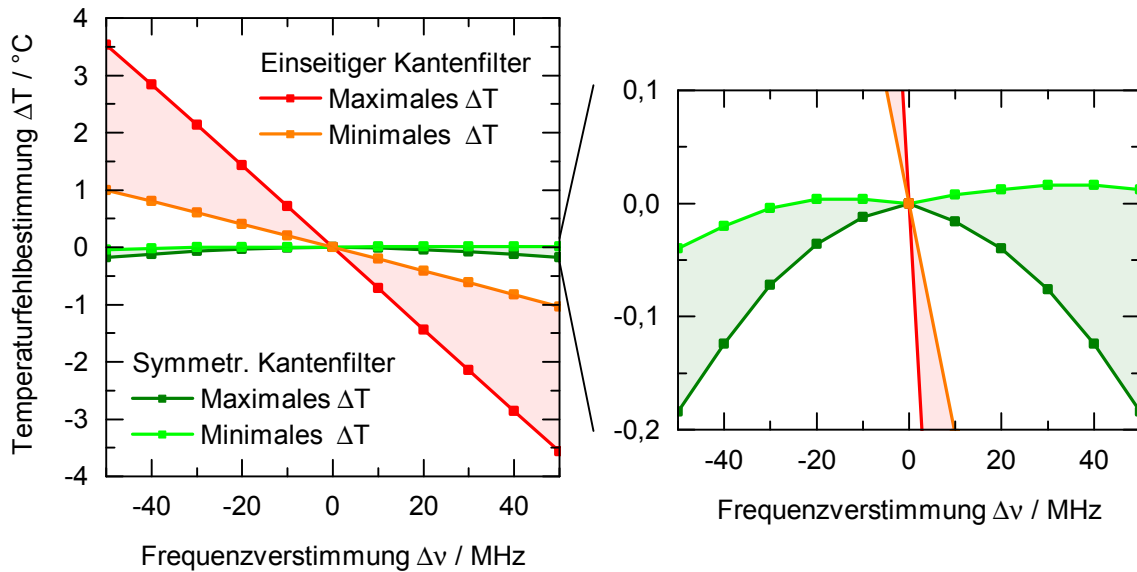


Abbildung 5.21: Fehler der Temperaturbestimmung bei Verstimmung der Brillouin-LIDAR-Strahlquelle. Untersucht werden der symmetrische ESFADOF-Kantenfilter an der Plasmaschwelle (grün) sowie dessen Reduktion auf einen einseitigen Kantenfilter (rot), indem nur der rotverschobene Teil des ESFADOF-Spektrums berücksichtigt wird. Deutlich zeigt sich die hohe Toleranz des symmetrischen Kantenfilters gegenüber Frequenzschwankungen der Strahlquelle.

zusätzlich zur Kennlinie an der Plasmaschwelle drei weitere bei Pumpleistungen von 58 mW, 30 mW und 10 mW aufgetragen. Es zeigt sich, dass ab einer Pumpleistung 30 mW der gesamte Temperaturbereich eindeutig vermessen werden kann. Da die Lage der Transmissionskanten mit der Pumpleistung variiert, wird die höchste Steigung (und somit Temporauflösung) in jeweils unterschiedlichen Temperaturbereichen angenommen. Die insgesamt größte Änderung der normierten Transmission wird bei 58 mW erreicht. Unterhalb von 30 mW liegt das Maximum des entsprechenden ESFADOF-Spektrums innerhalb der temperaturabhängigen Verschiebung der Brillouin-Streuung. Am Beispiel der Kennlinie von 10 mW ist ersichtlich, dass daraus keine eindeutig verwertbare Kennlinie resultiert.

Aus den Ergebnissen kann geschlossen werden, dass der ESFADOF eine gewisse Toleranz gegenüber größeren Strahlquerschnitten bietet, verglichen mit dem Probestrahl. Als weiterer Vorgriff auf Kapitel 6 sei erwähnt, dass die experimentell bestimmte Kennlinie sehr stark der hier berechneten bei 30 mW Pumpleistung ähnelt. Die transversale Ausdehnung des Streulichts ist folglich so groß, dass die Strahldurchmessertoleranz des ESFADOFs vollständig ausgeschöpft wurde.

Bei der Weiterentwicklung des ESFADOFs ist eine Homogenisierung des Pumpstrahlprofils anzustreben, um ein einheitliches Transmissionsspektrum für sämtliche Spektroskopiestrahlen zu erhalten. Idealerweise gelingt dies über den gesamten Zellquerschnitt. Das in dieser Arbeit aufgebaute Magnetfeldsystem bietet aufgrund seiner Homogenität über die gesamte Zelle die hierfür notwendige Voraussetzung. Im Ausblick dieser Arbeit wird genauer auf mögliche Entwicklungsansätze eingegangen.

Abschließend wird dargelegt, wie durch die Symmetrie des ESFADOF-Spektrums Wellenlängenschwankungen der Brillouin-LIDAR-Strahlquelle ausgeglichen werden. Hierzu wird das Spektrum an der Plasmaschwelle herangezogen. Zum Vergleich mit einem nichtsymmetrischen Detektor wird das Spektrum auf seinen rotverschobenen Anteil reduziert und der gleichen Analyse unterzogen. Auf Basis der beiden Spektren wurden Kennlinien bei variiertem Wellenlänge der Strahlquelle berechnet. Aus dem Vergleich der Kennlinien wurde anschließend die Temperaturfehlbestimmung ΔT ermittelt. Betrachtet wurden Frequenzverstimmungen der Strahlquelle von $\Delta\nu = \pm 50$ MHz, bezogen auf die Symmetrieachse des Spektrums bei 163 MHz. Das Spektrum bezüglich der Symmetrieachse ($\Delta\nu = 0$ MHz) bildet dabei die Referenz, bezüglich der der Fehler der Temperaturbestimmung ΔT ermittelt wird. Aufgrund der variierenden Steigung der Kennlinien ist der Fehler von der betrachteten Temperatur abhängig.

In Abbildung 5.21 sind der minimale und maximale Fehler der Temperaturbestimmung als Funktion der Frequenzverstimmung aufgetragen, jeweils für den symmetrischen und den einseitigen Kantenfilter. Der symmetrische Kantenfilter zeigt maximale Abweichungen von $0,2^\circ\text{C}$. Gegenüber kleinen Schwankungen im einstelligen MHz-Bereich ist die Fehlertoleranz besonders hoch mit Temperaturfehlern von unter $0,02^\circ\text{C}$. Hingegen skalieren die Abweichungen des einseitigen Filters nahezu linear mit der Verstimmung, mit einer maximalen Steigung von $-0,7^\circ\text{C}/10$ MHz. Hieraus resultiert eine Temperaturfehlbestimmung von bis zu $3,5^\circ\text{C}$. Die Symmetrie des ESFADOF-Spektrums bietet somit eine intrinsische Unempfindlichkeit gegenüber Frequenzschwankungen der LIDAR-Strahlquelle, die sich vorteilhaft auf die erreichbare Temperaturgenauigkeit auswirkt.

Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel das aufgebaute Detektorsystem des Brillouin-LIDARs vorgestellt und charakterisiert. Während der Absorptionsfilter die elastische Streuung mit rund 50 dB unterdrückt, bietet der ESFADOF maßgeschneiderte Transmissionskanten mit einer Maximaltransmission von 84,4%. Sie erlauben die Bestimmung der Brillouin-Frequenzverschiebung und somit der Wassertemperatur. Herzstück des ESFADOFs bildet das realisierte Magnetfeldsystem in Form eines modifizierten Halbach-Zylinders. Es bietet ein hohes, abstimmbares und homogenes Magnetfeld im Bereich von 600 mT. Für den Absorptions- und den Kantenfilter wurden geeignete Betriebsparameter gefunden, die im nun folgenden Kapitel bei der Demonstration des Gesamtsystems zur Anwendung kommen.

Kapitel 6

Demonstration des Gesamtsystems

In diesem Kapitel werden die Strahlquelle und der Detektor zu einem LIDAR-System vereint, um gemeinsam die orts aufgelöste Messung der Wassertemperatur zu demonstrieren. Hierzu wurden zwei separate Wasserrohrsysteme aufgebaut, die in Kombination beliebige Temperaturstufen zur Verfügung stellen. Deren Aufbau, der Gesamtaufbau des LIDAR-Systems sowie die Datenaufnahme werden eingangs vorgestellt. Das von der Strahlquelle erzeugte Streulicht wird vom Absorptionsfilter von seinen elastischen Anteilen befreit. Das verbleibende Brillouin-gestreute Licht wird dem ESFADOE-Kantenfilter zugeführt und auf seine temperaturabhängige Frequenzverschiebung untersucht. Die Leistungsfähigkeit beider Filterkomponenten wird diskutiert.

Im zentralen Experiment werden die Temperaturen in beiden Wasserreservoirs über einen 90-minütigen Zeitraum variiert. In der ersten Phase wird der Kantenfilter kalibriert. Anschließend wird auf Basis dieser Kalibration der weitere Temperaturverlauf vermessen und die erreichbare Temperaturgenauigkeit analysiert. Die präsentierten Ergebnisse stellen die ersten ihrer Art dar, die zur berührungslosen Messung der Wassertemperatur mit einem Kantenfilter gewonnen wurden.

6.1 Wasserreservoir

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei identische Wasserreservoirs konzipiert und aufgebaut. Jedes Reservoir stellt Wasser einer homogenen Temperatur bereit. Eine CAD-Zeichnung des Aufbaus ist gemeinsam mit den angeschlossenen Wasserkreisläufen in Abbildung 6.1 dargestellt.

Jedes Reservoir besteht aus einem zylindrischen, doppelwandigen Edelstahlrohr. Das Innenvolumen (\varnothing 30,5 mm) enthält das Probenwasser und kann über optische Fenster entlang der Symmetrieachse von der Laserstrahlung traversiert werden. Die Weglänge zwischen den Innenseiten der Fenster beträgt genau 1 m. Die Temperatur des Probenwassers wird indirekt über die Temperatur im Außenvolumen (\varnothing 66 mm) reguliert. Dort zirkuliert Wasser in einem Kreislauf, bestehend aus einer Umwälzpumpe, einem Aquariumskühler und einem Durchlauferhitzer. Der abgedeckte Temperaturbereich erstreckt sich über rund 30°C von 3,9°C bis 33,4°C. Durch Kombination beider Rohre können folglich beliebige Temperaturstufen in diesem Bereich erzeugt werden. Als Probenwasser wird doppelt destilliertes Wasser aus der hauseigenen Destillieranlage verwendet, dessen Restsalzgehalt in der Praxis vernachlässigt werden kann.

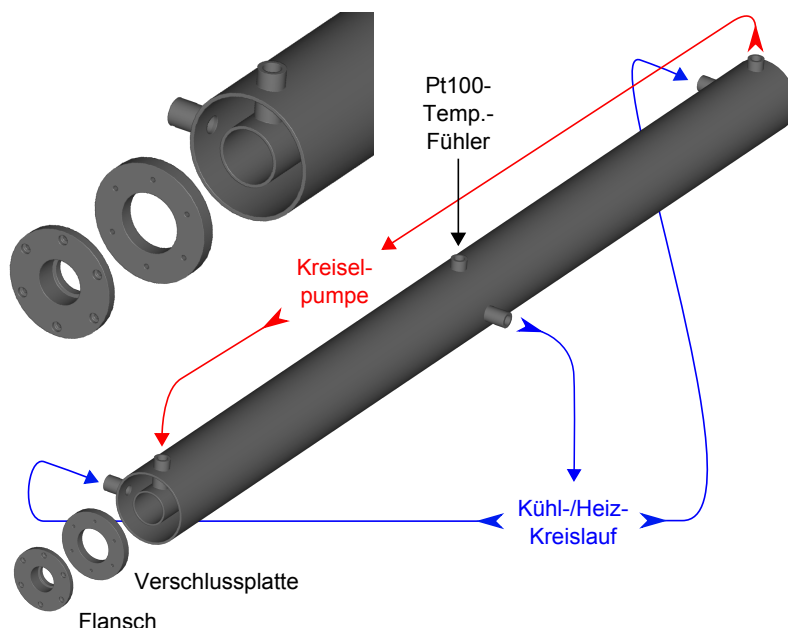


Abbildung 6.1: CAD-Zeichnung der verwendeten Wasserrohre. Alle dargestellten Teile bestehen aus rostfreiem Edelstahl. Innen- und Außenrohr sind über die Verschlussplatte miteinander verschweißt. Im aufgeschraubten Flansch ist das optische Zugangsfenster eingeklebt. Das Innen- bzw. Außenvolumen ist über die drei oberen bzw. seitlichen Stutzen zugänglich. Die Pfeile repräsentieren Kunststoffschläuche und weisen in Fließrichtung der Wasserkreisläufe. Im Außenvolumen zirkuliert Heiz- oder Kühlwasser zur Temperierung des Probenwassers im Innenvolumen. Die Umwälzung des Probenwassers reduziert dessen Temperaturunterschiede auf unter $0,1^{\circ}\text{C}$. Über den mittleren Stutzen ist ein Temperaturfühler knapp oberhalb des auf der optischen Achse traversierenden Laserstrahls positioniert.

Die Trennung des inneren Probevolumens vom äußeren Temperierkreislauf bietet nennenswerte Vorteile: **(1)** Das Probenwasser kann mit geringem Aufwand und unabhängig vom Außenvolumen getauscht werden. **(2)** Eine Kontamination des Probenwassers durch die Komponenten des Außenkreislaufs ist ausgeschlossen. **(3)** Das Probevolumen umfasst nur 800 ml. Verfügt man über geringe Mengen von Meerwasser, so kann dieses sparsam für Messungen eingesetzt werden.

Das Wasser des Außenvolumens umspült den Innenzylinder von allen Seiten über dessen gesamte Länge. Entlang der optischen Achse bilden sich Temperaturgradienten des Probenwassers von maximal $0,8^{\circ}\text{C}$ aus. Um diesen Gradienten weiter zu verkleinern, wird das Innenvolumen über die beiden äußeren Stutzen mit einer Miniatur-Kreiselpumpe kontinuierlich umgewälzt. Die Umwälzrate beträgt ca. 800 ml/Min. und resultiert in einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von ca. 0,04 m/s. Verglichen mit der Schwallgeschwindigkeit in Wasser ist die Strömung vernachlässigbar langsam und hat keinen relevanten Einfluss auf die Brillouin-Frequenzverschiebung. Die Temperaturgradienten entlang der optischen Achse reduzieren sich dank der Umwälzung auf unter $0,1^{\circ}\text{C}$. Für die Untersuchungen dieser Arbeit können die Wassertemperaturen in beiden Röhren als homogen betrachtet werden.

Die verwendeten Zugangsfenster¹ besitzen Keilform und sind mit einer Antireflexbeschichtung für senkrecht auftreffendes, sichtbares Licht versehen. Der Keilwinkel beträgt $1^{\circ}56'$ und ist zusammen mit dem Einbauwinkel von 3° so gewählt, dass der horizontal eingeschossene Laser lediglich einen parallelen Strahlversatz und keine Winkelablenkung erfährt. Die Justage entlang der optischen Achse der beiden Rohre wird hierdurch wesentlich vereinfacht. Zudem minimiert die Keilform das Auftreten von unerwünschten Etalonneffekten.

Durch ein einzelnes Rohr hindurch erreicht die Transmission bei $543,3\text{ nm}$ einen Wert von rund 78%. Unter Beachtung der Reflexionsverluste an den Scheiben errechnet sich hieraus der Extinktionskoeffizient nach dem Beer-Lambert'schen Gesetz zu $0,18\text{ m}^{-1}$. Er akkumuliert die Streu- und Absorptionsverluste im Wasser. Der Literaturwert für den Absorptionskoeffizient von reinem Wasser ist wesentlich geringer und liegt bei rund $0,05\text{ m}^{-1}$ [22]. Da das verwendete destillierte Wasser sichtbar von Schwebeteilchen durchsetzt ist, dominieren vermutlich die Streuverluste. Die hierdurch erhöhte Intensität der elastischen Streuung stellt aufgrund der wirksamen Unterdrückung mittels des Absorptionsfilters jedoch kein Problem dar.

Die Temperatur des Probenwassers wird mit einem Pt100-Widerstandsfühler² gemessen. Er ist knapp oberhalb der optischen Achse in der Rohrmitte positioniert und misst die Temperatur in unmittelbarer Nähe der erzeugten Brillouin-Streuung. Eine Streuung des traversierenden Lasers am Fühlerkopf wurde ausgeschlossen. Der Fühler besitzt die höchste kommerziell erhältliche Toleranzklasse (1/10 DIN B). Im relevanten Bereich von 0°C bis 40°C liegt die Temperaturtoleranz unter $0,02^{\circ}\text{C}$. Der Fühler ist in einem $2,1\text{ mm}$ dünnen, wasserdichten PFA-Röhrchen gekapselt. Durch die kompakte Bauweise ist eine schnelle Ansprechzeit auf Temperaturänderungen sichergestellt. Der Widerstandswert des Platinfühlers wird zunächst mittels eines Messumformers³ in eine elektrische Spannung gewandelt. Dieser bildet den Temperaturbereich von 0°C bis 50°C linear auf den Spannungsbereich von 0 V bis 10 V ab, mit einem Linearitätsfehler von $<0,05^{\circ}\text{C}$. Schließlich werden die Spannungswerte über eine DAQ-Karte⁴ digitalisiert und am Messrechner in die Datenaufnahme integriert.

6.2 Aufbau

Der gemeinsame Aufbau der Wasserrohre mit dem Laser- und Detektorsystem ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Konfiguration des gepulsten, frequenzverdoppelten Faserverstärkers ist im Vergleich zu Kapitel 4 unverändert und daher nicht abgebildet. Er wurde bei einer Repetitionsrate von 1 kHz und einer Pulsdauer von 9 ns betrieben. Die Pulsenergie belief sich auf $73\text{ }\mu\text{J}$.

Der Abstand der beiden Rohre (bezogen auf die gegenüberliegenden Fensterinnenseiten) betrug $1,33\text{ m}$ und korrespondiert mit einer optischen Weglänge in Wasser von genau 1 m . Gemeinsam mit der gewählten Pulsdauer wurde dadurch sichergestellt, dass die Streulichtsignale beider Rohre zeitlich nicht überlappen.

¹Edmund Optics NT49-439

²Unitherm Messtechnik GmbH KWT21-60

³LKMelectronic LKM104

⁴National Instruments myDAQ

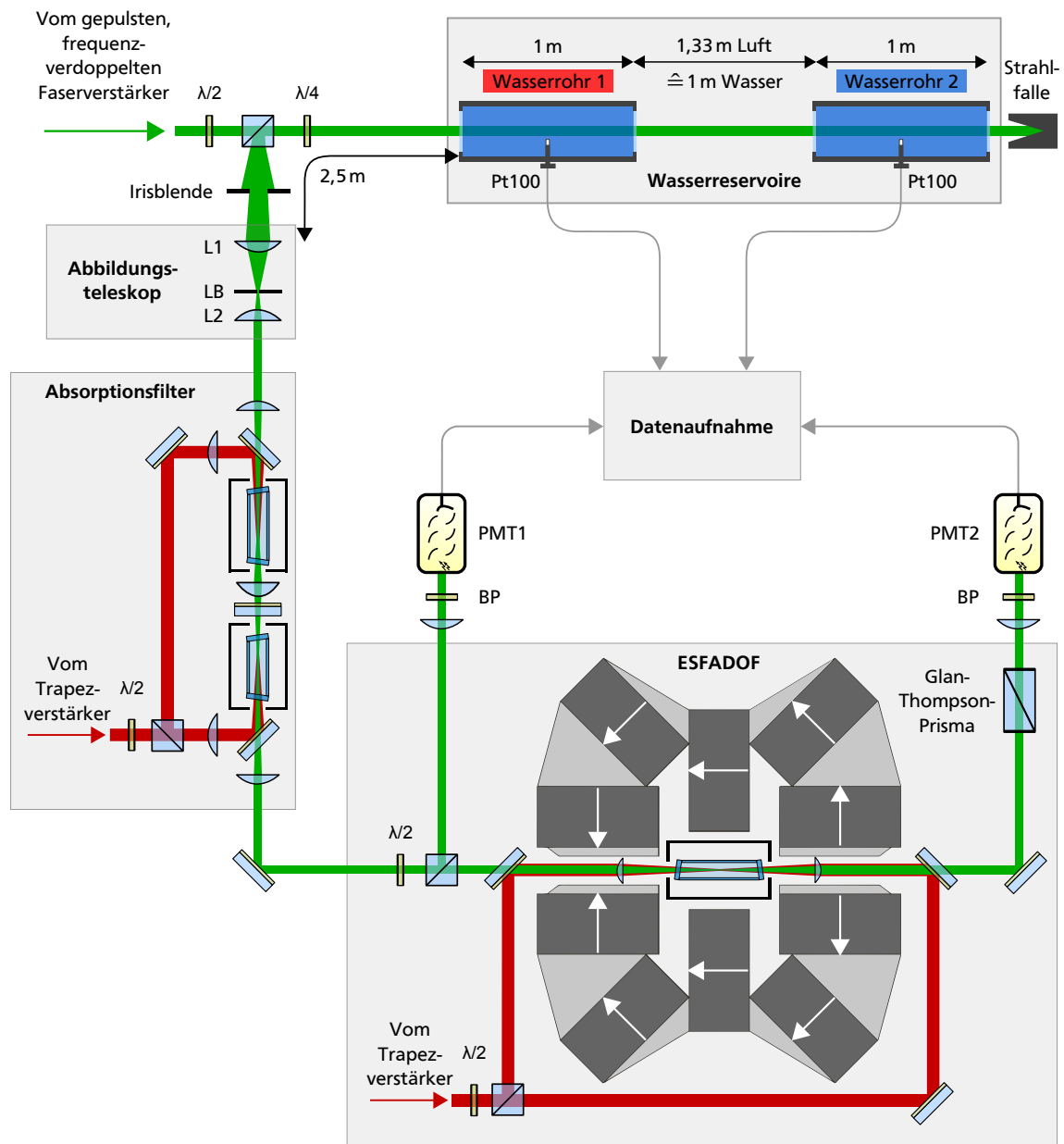


Abbildung 6.2: Aufbau zur Demonstration des Gesamtsystems. Der gepulste, frequenzverdoppelte Faserverstärker erzeugt Brillouin-gestreutes Licht in den hintereinander stehenden Wasserreservoiren. Nach Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte ist die Polarisation des Streulichts orthogonal zur ursprünglichen, so dass es am Polarisationsstrahlteiler abgetrennt wird. Die Blende und das Abbildungsteleskop selektieren und kollimieren das Streulicht aus dem Raumbereich der beiden Wasserreservoir. Elastische Streuanteile werden durch den Absorptionsfilter eliminiert. Das nunmehr rein Brillouin-gestreuete Licht erfährt im ESFADOF-Kantenfilter eine temperaturabhängige Transmission. Der am Eingangspolarisator abgetrennte Strahl dient der Normierung. Mit der vorgeschalteten $\lambda/2$ -Platte wird das Intensitätsverhältnis reguliert. Beide Strahlen werden mit Photomultipliern (PMT) detektiert. Die vorgeschalteten Bandpassfilter (BP) minimieren Störlicht. Die Datenaufnahme bündelt die PMT-Signale mit den von den Pt100-Messfühlern gemessenen Wassertemperaturen.

Analog zum Betrieb eines realen LIDAR-Systems wurde die Streustrahlung in Rückwärtsrichtung, also unter einem Winkel von 180° zum einfallenden Strahl, untersucht. Folglich muss das gestreute Licht wirksam von der Erzeugerstrahlung getrennt werden. Hierbei wurde ausgenutzt, dass beim Prozess der Brillouin-Streuung die eingehende Polarisation erhalten bleibt [206]. Die grünen Laserpulse werden nach Durchlauf der $\lambda/2$ -Platte am Strahlteilerwürfel transmittiert, passieren die $\lambda/4$ -Platte und erzeugen beim Durchlauf der Wasserrohre entlang der optischen Achse Brillouin-gestreutes Licht. Hinter dem zweiten Rohr wird der Strahlengang in einer Strahlfalle beendet. Die rückwärtige Brillouin-Streuung passiert das $\lambda/4$ -Plättchen und hat verglichen mit der Ausgangsstrahlung eine Polarisationsdrehung von 90° erfahren. Folglich wird die Streustrahlung am Strahlteilerwürfel reflektiert und somit örtlich von der Erzeugerstrahlung separiert.

Das anschließende Teleskop besteht aus den Linsen L1 ($f_1 = 75 \text{ mm}$) und L2 ($f_2 = 50 \text{ mm}$) sowie der dazwischen befindlichen Lochblende ($\varnothing 75 \mu\text{m}$). Die Distanz der Linse L1 zum ersten Wasserrohr belief sich auf 2,5 m. Der Abstand von L1 zur Blende wird so einjustiert, dass das Detektionsvolumen sich auf den Raumbereich der Wasserrohre beschränkt. Die Linse L2 führt das Streulicht dem weiteren Aufbau als kollimiertes Bündel zu.

Vor dem Abbildungsteleskop befindet sich eine variable Irisblende. Die Variation deren Größe offenbarte, dass das Streulicht aus dem vorderen Wasserrohr eine größere transversale Ausdehnung besitzt als jenes aus dem hinteren. Zudem ändert sich die Transmission durch den Kantenfilter. Hieraus ist zu folgern, dass die ESFADO-Transmission aufgrund der räumlich begrenzten, gepumpten Zone innerhalb der Rb-Zelle empfindlich vom Durchmesser und der Divergenz des eingehenden Streulichts abhängt. Die in diesem Kapitel präsentierte Messreihe wurde bei einer Blendenöffnung von 11,5 mm durchgeführt. Die Kennlinienverläufe aus den beiden Rohren zeigten bei dieser Einstellung die größte Ähnlichkeit. Bei einer Vergrößerung des Abstands der Rohre zum Detektionsort ist zu erwarten, dass sich die Strahleigenschaften des Streulichts zunehmend angleichen. Für zukünftige Messungen bietet es sich daher an, eine optische Verzögerungsstrecke zu implementieren. Hierdurch könnten auch die realen Abstände zum Wasser bei Betrieb an Bord eines Schiffs oder Helikopters nachgebildet und erprobt werden.

Der Absorptions- und der ESFADO-Kantenfilter kommen in der gleichen Konfiguration zum Einsatz, in der sie in Kapitel 5 charakterisiert wurden. Einzig der Abschlusspolarisator des ESFADOs ist durch ein Glan-Thompson-Prisma ersetzt. Beide Filter werden an ihren vorgestellten Arbeitspunkten betrieben. Alle Regelkreise zur Stabilisierung der kritischen Betriebsparameter sind aktiv.

Die Aufteilung des Strahls in den Normier- und den Kantenfilterast erfolgt in dieser Arbeit nicht durch einen dedizierten Strahlteiler, sondern am Eingangspolarisator des ESFADOs. Durch Drehung der vorangehenden $\lambda/2$ -Platte kann das Intensitätsverhältnis der beiden entstehenden Teilstrahlen beliebig angepasst werden. Für alle Untersuchungen dieses Kapitels wurde eine Einstellung gewählt, bei der die detektierten elektrischen Spannungen beider Äste ähnlich hohe Signalstärke aufwiesen.

Die optische Detektion erfolgt über zwei identische Photomultiplier⁵ (*photomultiplier tube*, PMT). Sie bieten eine kurze Anstiegszeit (1,4 ns) und weisen ihr spektrales Empfindlichkeitsmaximum (530 nm) sehr nahe an der Betriebswellenlänge auf. Die Quanteneffizienz ist mit ca. 15% spezifiziert. Beide PMTs werden aus derselben Drei-Kanal-Präzisions-Hochspannungsquelle⁶ gespeist. Die gewählte Betriebsspannung beträgt 800 V und führt zu einer Elektronenvervielfachung von $g \approx 10^6$. PMTs sind generell empfindlich gegenüber magnetischen Feldern [207]. Infolge magnetisch abgelenkter Elektronentrajektorien kann die Detektionseffizienz drastisch sinken. Da die PMTs in der Nähe des Magnetfeldsystems positioniert sind, wurden sie mit einer magnetischen Abschirmung⁷ ausgestattet. Jedem PMT geht neben einer Sammellinse ein schmaler Bandpassfilter⁸ voraus. Dieser schließt Fluoreszenz- und restliche Pumpstrahlung der Rb-Zellen, Raman-gestreutes Licht aus den Wasserrohren sowie Umgebungslicht effizient von der Detektion aus. Die Brillouin-Streuung bei 543,3 nm wird zu 96% transmittiert.

Die Ausgangsströme der beiden Photomultiplier werden mit einem Oszilloskop⁹ als elektrische Spannungen registriert. Bei der gewählten internen Terminierung mit $R = 50 \, \Omega$ beträgt die Bandbreite 350 MHz. Im konventionellen Abtastmodus sind Oszilloskope typischerweise nicht in der Lage, Daten mit einer Wiederholrate im kHz-Bereich lückenlos zu erfassen. Für das verwendete Oszilloskop wird eine Aufnahmegeschwindigkeit von nur etwa 50 Akquisitionen pro Sekunde erreicht. Die Ursache hierfür liegt in den Verzögerungen durch das Auslesen, Verarbeiten und Anzeigen der Daten. Bei der angewendeten Repetitionsrate von 1 kHz könnten in diesem Fall nur 5% aller Pulse aufgenommen werden.

Höhere Erfassungsraten werden durch segmentiertes Beschreiben des internen Speichers ermöglicht. Hierbei werden die Signalverläufe jeder getriggerten Repetition erfasst und im Speicher unmittelbar hintereinander gereiht abgelegt. Wie viele Signalverläufe im Speicher erfasst werden können, hängt von dessen Kapazität sowie der Abtastrate, dem Zeitbereich und der Anzahl der aktiven Kanäle ab. Eine Weiterverarbeitung und Visualisierung der Daten findet bis zum Auslesen des Speichers nicht statt, worin die gesteigerte Erfassungsgeschwindigkeit begründet liegt. Im Experiment wurden stets 1000 aufeinanderfolgende Streulichtsignale segmentiert aufgenommen. Infolge des gebündelten Auslesevorgangs entsteht anschließend eine Totzeit von 594 ms, bevor die nächste Akquisition beginnt. Es wurden so im Mittel 627 Repetitionen pro Sekunde erfasst. Die realisierte Datenaufnahme stellt somit 62,7% alle Streulichtsignale der Auswertung zur Verfügung.

Die gebündelten Daten jedes Akquisitionsdurchlaufs werden unmittelbar auf den Messrechner transferiert. Simultan werden die Temperaturwerte der Messfühler in den Wasserreservoirs ausgelesen. Ein *LabView*-Programm führt die Daten zusammen und ermöglicht deren Sichtung und Auswertung während der Experimentdurchführung. Die Kalibration des Kantenfilters und deren Anwendung auf den aktuellen Temperaturverlauf erfolgt vollautomatisch. Da die Datenaufnahme ausschließlich Einzelsignale erfasst, können bei der Auswertung beliebig hohe Mittelungen angewandt werden.

⁵Hamamatsu R6358

⁶hivolt T3DP015805EPU

⁷Hamamatsu E989-10

⁸Chroma Technology ET546/10x

⁹Tektronix TDS5034B

6.3 Voruntersuchungen

In diesem Abschnitt wird der zeitliche Intensitätsverlauf des detektierten Streulichts bei einheitlicher Wassertemperatur in beiden Rohren untersucht. Diese entsprach der Raumtemperatur. Hierzu werden die Spannungsverläufe U_{PMT1} nach Durchlauf des Absorptionsfilters im Normierast präsentiert. Alle Ergebnisse dieses Abschnitts können äquivalent auch über PMT2 hinter dem Kantenfilter gewonnen werden. Die zeitliche Signalcharakteristik bleibt durch die spektrale Filterung des ESFADOs unberührt.

Die Zeitachse wird im Folgenden stets nach dem LIDAR-Prinzip mittels Gleichung (2.1) praktikabel in eine Ortsachse überführt. Die Umrechnung erfolgt mit dem Brechungsindex von Wasser ($n = 1,33$). Wie bereits erläutert, ergibt sich die Distanz zwischen den Rohren dabei zu genau 1 m. Der Ortsnullpunkt entspricht dem Beginn der Wassersäule des vorderen Rohrs und wurde über eine Reflexionsmessung bestimmt.

Zunächst wird die Wirksamkeit des Linienfilters zur Absorption elastischer Streuung aufgezeigt. Hierzu wurde die injizierte Pumpleistung schrittweise erhöht. Die aufgenommenen Intensitätsverläufe wurden über 1000 aufeinanderfolgende Einzelmessungen gemittelt und sind gemeinsam in Abbildung 6.3 aufgetragen. Die Lage der beiden Wasserrohre ist durch die grau hinterlegten Rechtecke verdeutlicht. Folgende Beobachtungen und Folgerungen sind festzuhalten:

- Das Abbildungsteleskop besitzt eine ausreichende Tiefenschärfe um Streulicht aus beiden Wasserrohren aufzufangen und dem Detektionssystem zuzuleiten. Der Streulichtanteil im Bereich zwischen $-2,5$ m und -1 m entsteht am polarisierenden Strahlteilerwürfel. Ein Umlenkspiegel vor dem ersten Rohr (in Abbildung 6.2 nicht eingezeichnet) erzeugt das Streulicht im Bereich von -1 m bis 0 m. Streulicht aus der abschließenden Strahlfalle hinter dem zweiten Rohr ist nicht zu identifizieren.
- Mit steigender Pumpleistung nimmt die Streulichtintensität ab, da die Absorptionslinie an Tiefe gewinnt. Der absorbierte Anteil entspricht elastischer Streuung. Ab einer Pumpleistung pro Absorptionszelle von ca. 100 mW sättigt die Abnahme der Streuintensität und es verbleibt ein konstanter Signalverlauf. Dieser entspricht der gewünschten Brillouin-Streuung.
- Die beiden Maxima der Brillouin-Streuung fallen erwartungsgemäß mit den räumlichen Zentren der Rohre zusammen. Der genaue Intensitätsverlauf wird in den nachfolgenden Messungen dieses Abschnitts untersucht.
- Die intensiven Maxima der elastischen Streuung entspringen dem Bereich des jeweils hinteren Zugangsfensters der Rohre. Trotz symmetrischer Anordnung werden an den Eintrittsscheiben deutlich geringere Reflexionen erzeugt. Änderungen der Rohrlage sowie das Vertauschen der Scheiben zeigten keinen Einfluss auf die Beobachtung. Die genaue Ursache konnte nicht abschließend geklärt werden. Sie liegt möglicherweise im Aufbau der Anti-Reflexbeschichtung der Scheiben begründet, welches herstellerseitig für den Übergang von Luft zu Glas spezifiziert ist.

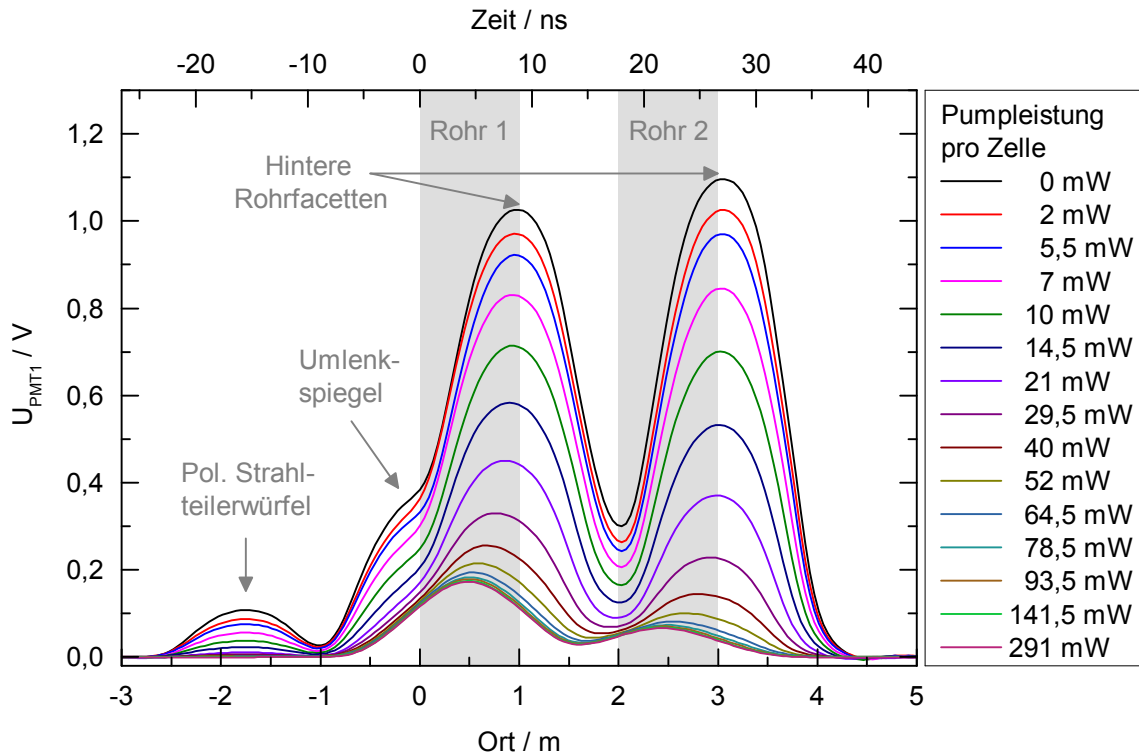


Abbildung 6.3: Unterdrückung der im Aufbau auftretenden elastischen Streuung durch schrittweises Erhöhen der Pumpleistung des Absorptionsfilters. Die Intensitätsverläufe wurden im Normierstrahlengang mit PMT1 aufgezeichnet und über je 1000 Einzelmessungen gemittelt. Der Raumbereich der Wasserrohre ist grau hinterlegt. Die Ursprünge der elastischen Streuanteile sind markiert und beschrieben. Die verbleibende Restintensität entspricht der Brillouin-Streuung. Die obere Achse des Graphen gibt die Messzeit an, aus der die untere Ortsachse errechnet wurde.

- Die Signalverläufe lassen den Schluss zu, dass die absorbierte Streuung von Reflexionen an Glasobjekten dominiert wird, während elastische Streuung an Verunreinigungen im Wasser eine untergeordnete Rolle spielt. Aufgrund der ausgeprägten Reflexionen an den Endfacetten der Rohre ist keine Abschätzung der im Wasser erzeugten elastischen Streuintensität möglich.

Die Ergebnisse zeigen, dass der Absorptionsfilter wunschgemäß agiert und die auftretende elastische Streuung wirksam von der Detektion ausschließt. Alle nachfolgenden Messungen dieses Kapitels wurden bei einer Pumpleistung pro Zelle von 250 mW aufgenommen. Dies liegt deutlich über der Schwelle, ab der bereits keine elastische Streuung mehr detektiert wird. Eventuell auftretende Drifts der Pumpleistung sind hierdurch vorkompensiert und nehmen keinen messbaren Einfluss.

Der bei dieser Pumpleistung erhaltene zeitliche Intensitätsverlauf des verbleibenden Brillouin-Streulichts ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Gezeigt sind 1000 Einzelmessungen (farbige Linien) sowie deren Mittelung (weiße Punkte). Hieraus kann ein Eindruck der Einzelschuss-Charakteristik gewonnen werden. Aus den Daten sind folgende Rückschlüsse zu ziehen:

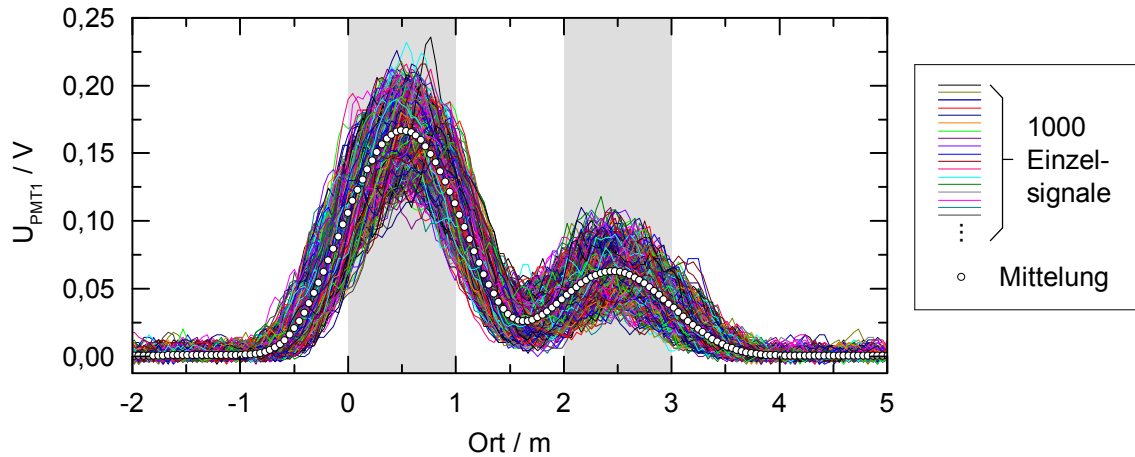


Abbildung 6.4: Darstellung von 1000 aufeinanderfolgenden Intensitätsverläufen (farbige Linien) der Brillouin-Streuung aus den beiden Rohren bei identischer Wassertemperatur, detektiert mit PMT1. Elastische Streuung ist durch den Absorptionsfilter unterdrückt. Die Verläufe zeigen deutliche Fluktuationen der Amplitude. Die Mittelung aller Einzelmessungen (weiße Punkte) resultiert in einem glatten Verlauf, dessen Maxima in den Zentren der Rohre liegen.

- Die eingestrahlte Laserpulsenergie ist ausreichend hoch, um detektierbares Brillouin-Streulicht in beiden Rohren zu erzeugen. Die erhaltenen Intensitätsverläufe sind von deutlichem Rauschen begleitet. Im Raumbereich der Rohre belaufen sich die Signal-Rausch-Verhältnisse (SRV) im Mittel auf 7,4 (Rohr 1) und 4,1 (Rohr 2).
- Durch Mittelung über alle 1000 Einzelsignale ist das Rauschen deutlich gedämpft und es offenbart sich der eigentliche Signalverlauf. Mittelungen über eine beliebige Anzahl M aufeinanderfolgender Einzelmessungen werden im weiteren Teil des Kapitels als probates Mittel zur Steigerung der Temperaturgenauigkeit eingesetzt. Effektiv wird dabei eine um den Faktor M erhöhte Anzahl detektierter Photonen einbezogen.
- Aus dem gemittelten Spannungsverlauf kann die durchschnittlich pro Repetition detektierte Anzahl Brillouin-gestreuter Photonen N abgeschätzt werden zu

$$N = \frac{1}{g \cdot e} \int_{-2\text{m}}^{5\text{m}} \frac{U_{\text{PMT1}}(z)}{R} dz. \quad (6.1)$$

Sie entspricht der Anzahl der ausgelösten Photoelektronen mit der Elementarladung e , die anschließend um den Verstärkungsfaktor $g \approx 10^6$ vervielfacht und über den Innenwiderstand des Oszilloskops $R = 50 \Omega$ in die gemessene Spannung $U_{\text{PMT1}}(z)$ gewandelt werden. Aus der Abschätzung werden $N = 324$ Photonen erhalten. Schränkt man die Integrationsgrenzen auf die Raumbereiche der beiden Rohre ein, ergeben sich die dortigen Photonenzahlen zu $N_1 = 166$ und $N_2 = 61$. Die theoretisch erwartete Anzahl Brillouin-gestreuter Photonen kann nach [12] berechnet werden und liegt in der gegebenen Konfiguration ca. eine

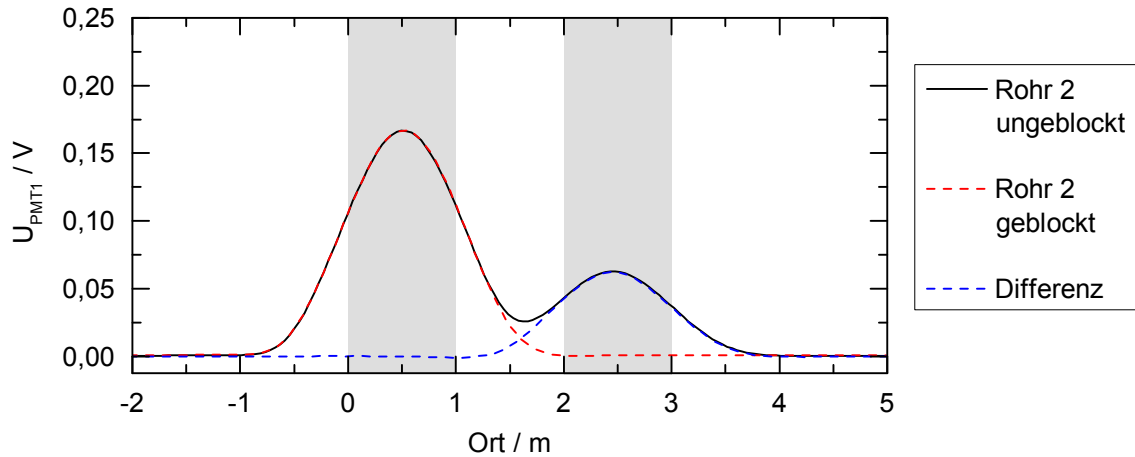


Abbildung 6.5: Intensitätsverlauf der Brillouin-Streuung aus beiden Rohren (schwarz) sowie isoliert aus Rohr 1 (rot). Die Differenz beider Signale ergibt den Streulichtanteil aus Rohr 2 (blau). Bezogen auf den jeweiligen Raumbereich (graue Rechtecke) zeigen die Streulichtanteile keinen Überlapp. Die vollständige Unterscheidung über die Lichtlaufzeit ist realisiert und erlaubt die separate Temperaturbestimmung.

Größenordnung über der Abschätzung. Ursächlich hierfür können beispielsweise erhöhte Verluste im Auffangteleskop und eine verminderte Detektionseffizienz der PMT sein.

- Die geringen Photonenzahlen legen zusammen mit dem niedrigen Dunkelrauschen nahe, dass die Signalschwankungen durch die statistisch verteilten Ankunftszeiten der Brillouin-gestreuten Photonen am PMT begründet sind. Hierbei liegt die Poisson-Statistik zugrunde und die einhergehenden Fluktuationen werden als Schrotrauschen bezeichnet [12,208]. Das SRV gleicht dabei der Wurzel der Photonenzahl $\sqrt{N_i}$. Aus den abgeschätzten Photonenzahlen können die gemessenen SRV bis auf einen Faktor 2 reproduziert werden. Durch Mittelung über M Einzelmessungen erhöht sich das SRV auf $\sqrt{N_i \cdot M}$.
- Die Diskriminierung der beiden Rohre über die Lichtlaufzeit nach dem LIDAR-Prinzip ist gelungen. Die Positionen der Signalmaxima korrelieren eindeutig mit den Zentren der beiden Rohre. Die aus Rohr 2 detektierte Intensität ist um einen Faktor 2,6 geringer als jene aus Rohr 1. Die Ursache hierfür liegt zum einen in den Verlusten durch Absorption, Streuung und Reflexion. Zum anderen sinkt die Auffangeffizienz des Abbildungsteleskop mit steigendem Abstand.
- Die aus den jeweiligen Rohren detektierte Intensität reicht über den mit der Rohrlänge korrespondierenden Zeitbereich hinaus. Dies ist der limitierten Ortsauflösung geschuldet, die im Wesentlichen aus der Pulslänge resultiert. Zwischen den Rohren ergibt sich ein Überlappbereich mit geringerer Intensität.

Ein Maß für die erreichte Ortsauflösung kann bestimmt werden, indem man das Streulichtsignal in die Anteile der beiden Wasserrohre dekomponiert. Zunächst wurde das Streulicht wie in den vorangegangenen Messungen aus beiden Rohren

aufgenommen. Anschließend wurde eine Strahlfalle zwischen den Rohren eingebracht, wodurch ausschließlich Streulicht aus dem vorderen Rohr detektiert wird. Aus der Differenz der beiden Messungen erhält man indirekt den Intensitätsverlauf des Streulichts aus Rohr 2. Die drei beschriebenen Signale sind gemeinsam in Abbildung 6.5 dargestellt. Es wurde über 1000 aufeinanderfolgende Einzelmessungen gemittelt.

Der Messung wurden volle Halbwertsbreiten für das vordere bzw. hintere Rückstreusignal von 1,26 m bzw. 1,22 m entnommen. Die Pulsdauer (9 ns) und der Rohrabstand (1 m, bezogen auf Wasser) sind gerade so groß gewählt, dass in den grau hinterlegten Raumbereichen der Rohre kein Überlapp mit dem Streusignal des jeweils anderen Rohrs stattfindet. Die verbleibende Intensität ist jeweils auf unter 0,5% abgeklungen. Somit entspricht die Ortsauflösung dem Rohrabstand und korreliert hinreichend gut mit der auf Basis der Pulsdauer berechneten Ortsauflösung von 1,01 m (nach Gleichung (2.2)). Im Folgenden werden nur jene Datenpunkte verwertet, die in die markierten Raumbereiche der Rohre fallen. Dies erlaubt die sichere Unterscheidung der beiden Rohre ohne gegenseitige Beeinflussung.

6.4 Angewandter Temperaturverlauf

Zur Kalibration und Erprobung des Gesamtsystems wurde die Wassertemperatur in beiden Rohren variiert. In Abbildung 6.6 ist der angewandte rund 90-minütige Temperaturverlauf abgebildet. Dargestellt sind die Messwerte der beiden Pt100-Fühler.

Zum Startzeitpunkt befindet sich das vordere Rohr nahe seiner minimalen Temperatur und wird kurz darauf kontinuierlich geheizt. Nach ca. 48 Minuten ist die Maximaltemperatur des verwendeten Durchlauferhitzers erreicht. Dessen Regelkreis hält die Wassertemperatur in Rohr 1 anschließend zwischen 33,0°C und 33,3°C, wobei das Maximum erstmals nach ca. 54 Minuten erreicht wird.

Rohr 2 startet mit maximaler Temperatur und wird bis zum ersten Temperaturkreuzungspunkt kontinuierlich gekühlt. Um die Dauer der Messreihe kurz zu halten, wird nach ca. 30 Minuten die Kühlung durch Hinzuschalten eines weiteren Aquariumskühlers beschleunigt. Nach Erreichen der Minimaltemperatur bei Minute 58 erfolgt kontinuierliches Heizen, bis sich die Temperaturen der beiden Rohre erneut gleichen.

Der Temperaturverlauf ist für beide Rohre in je zwei Abschnitte unterteilt. Der Übergangszeitpunkt zwischen den Abschnitten ist in der Abbildung durch die Schnittpunkte der Temperaturkurven mit der grauen Fläche markiert. In der ersten Phase wird der komplette Temperaturbereich durchlaufen. Hieraus wird jeweils eine Kalibrationskurve ermittelt, die die gemessenen Transmissionen mit der Wassertemperatur verknüpft (Kennlinie). In der zweiten Phase wird diese Kennlinie dann auf den dortigen Temperaturverlauf angewandt und damit die Temperatur nach dem LIDAR-Prinzip ermittelt. Für die beiden Abschnitte werden im Folgenden die Bezeichnungen Kalibrationsphase und Messphase verwendet.

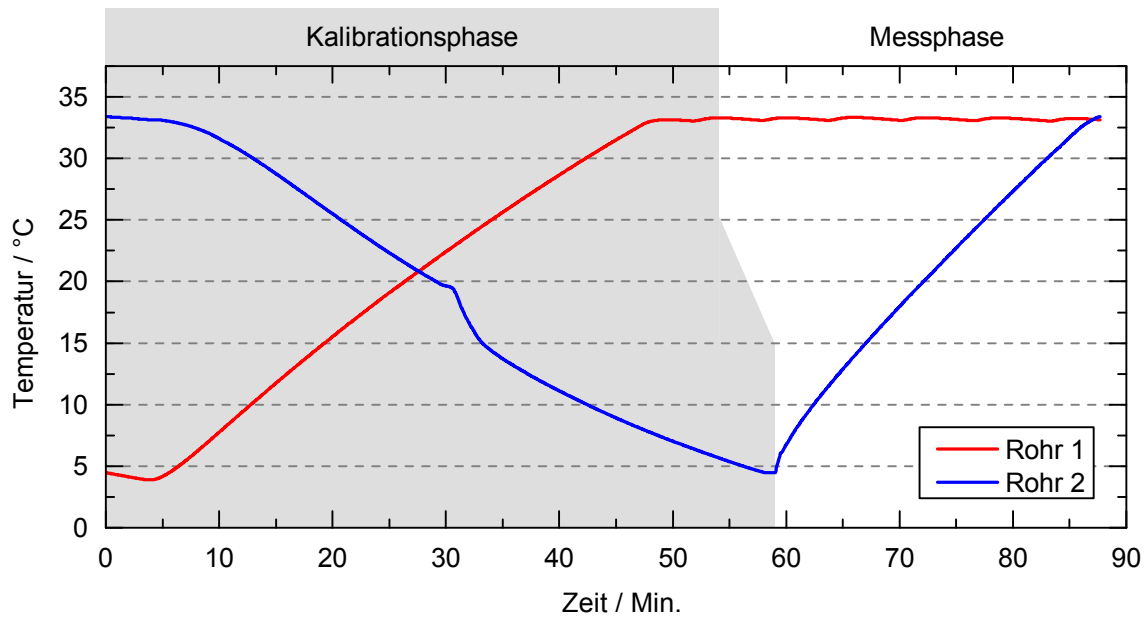


Abbildung 6.6: Verlauf der Wassertemperaturen zur orts aufgelösten LIDAR-Messung über einen weiten Temperaturbereich. Dargestellt sind die Messwerte der Pt100-Fühler. Die Temperaturen in beiden Rohren werden in der Kalibrationsphase zunächst über den kompletten Bereich variiert. Die daraus gewonnenen Kennlinien werden in der anschließenden Messphase angewandt, um den dortigen Temperaturverlauf zu rekonstruieren.

6.5 Ermittlung der Kennlinien

Die normierte Transmission errechnet sich durch einfache Division des Kantenfiltersignals U_{PMT2} durch das Normiersignal U_{PMT1} . Sie ist einheitenlos und nimmt Werte im Bereich von 1 an, da die Lichtintensität in den beiden Ästen entsprechend ausbalanciert wurde.

Die Zeitverläufe von U_{PMT2} und U_{PMT1} zeigen erwartungsgemäß die gleiche Charakteristik. Mit bloßem Auge ist keine Unterscheidung möglich. Auch die Amplitude der auftretenden Fluktuationen ist ähnlich groß. Allerdings korrelieren die Fluktuationen der beiden Äste nur schwach, so dass die Transmission $U_{\text{PMT2}} / U_{\text{PMT1}}$ von Einzelmessungen hohen Schwankungen unterliegen. In der folgenden Abbildung werden daher Transmissionen präsentiert, die einer Mittelung über 50.000 Einzelmessungen entnommen wurden. Hieran lässt sich die Zeitentwicklung der Transmission orts aufgelöst nachvollziehen, ohne von kurzfristigen Schwankungen überdeckt zu werden. Wie sich die Anwendung einer geringeren Anzahl Mittelungen auswirkt, wird später anhand der erreichbaren Temporauflösung dargestellt.

In Abbildung 6.7 (oben) ist die Transmission zu ausgewählten Zeitpunkten bis zum Ende der Kalibrationsphase von Rohr 2 ($t = 58$ Min.) dargestellt. An jeder Kurve sind der Aufnahmezeitpunkt sowie die Fühlertemperatur des jeweiligen Rohrs notiert. Die grau hinterlegten Flächen repräsentieren den abgedeckten Wertebereich des jeweiligen Rohrs. Die Analyse der Messdaten offenbart:

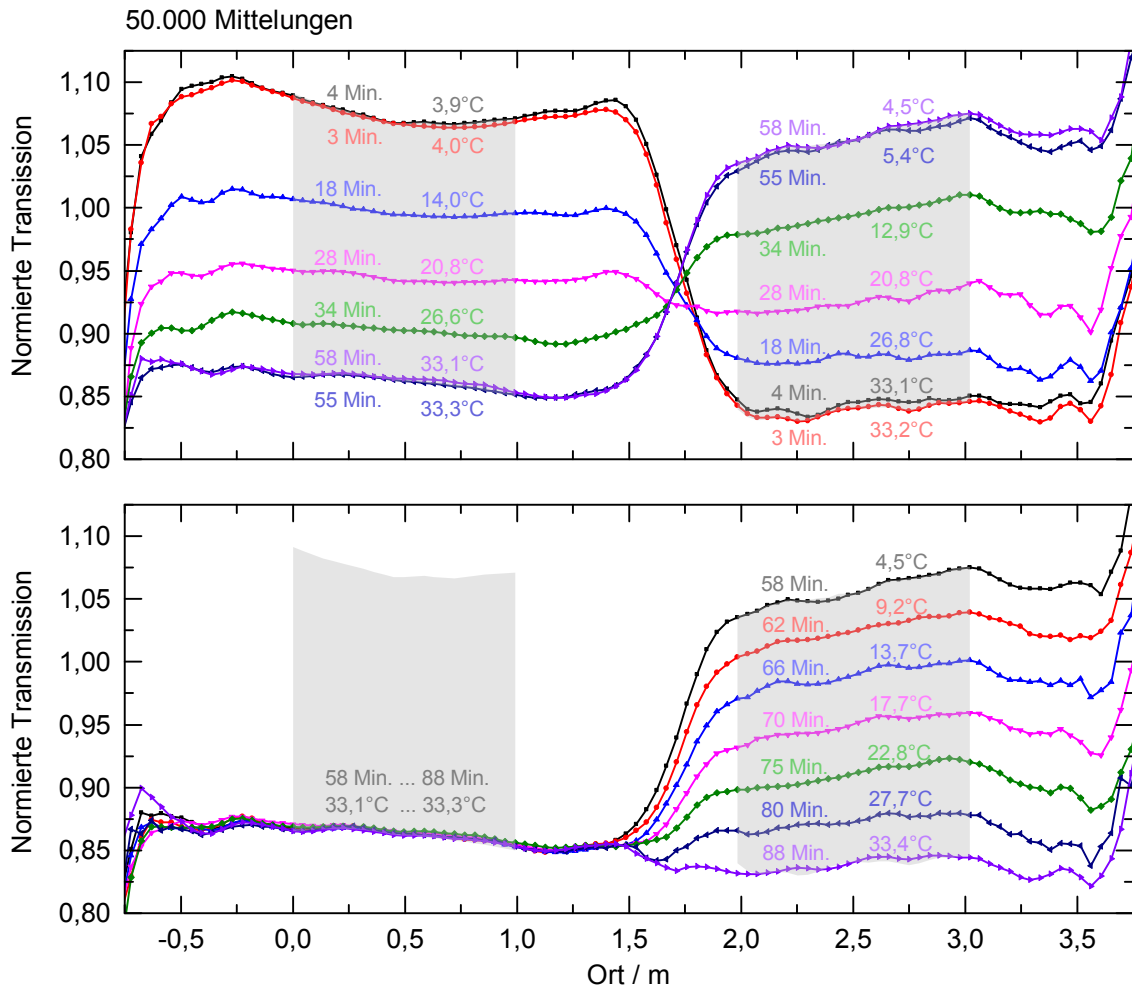


Abbildung 6.7: Darstellung der normierten Transmission zu ausgewählten Zeitpunkten während der Kalibrationsphase (oben) und der Messphase (unten). Es wurde über je 50.000 aufeinanderfolgende Einzelmessungen gemittelt. Jeder Verlauf ist mit dem Aufnahmezeitpunkt und den Pt100-Fühlertemperaturen beschriftet. Die grauen Flächen geben horizontal den Raumbereich der Rohre und vertikal den während der Kalibrationsphase abgedeckten Wertebereich an.

- Beide Rohre zeigen eine monotone Änderung der Transmission mit der jeweiligen Temperatur: Steigende Wassertemperaturen sind mit sinkender Transmission verbunden (und umgekehrt). Dies entspricht der erwarteten Kantenfiltercharakteristik (siehe Abschnitt 5.6.4) und bestätigt die erfolgreiche Anwendung des ESFADOFS. Aus dem Vergleich zeitlich eng aufeinanderfolgender Verläufe (3 Min. & 4 Min. sowie 55 Min. & 58 Min.) lässt sich bereits erahnen, dass Temperaturänderungen in der Größenordnung von $0,1^{\circ}\text{C}$ aufgelöst werden können.
- Die Wertebereiche der beiden Rohre sind nicht deckungsgleich. Hieraus resultieren jeweils unterschiedliche Kalibrationskurven. Wie bereits beschrieben ist dies der unterschiedlichen optischen Abbildung des Streulichts der beiden Rohre in die Rb-Zelle des Kantenfilters geschuldet.

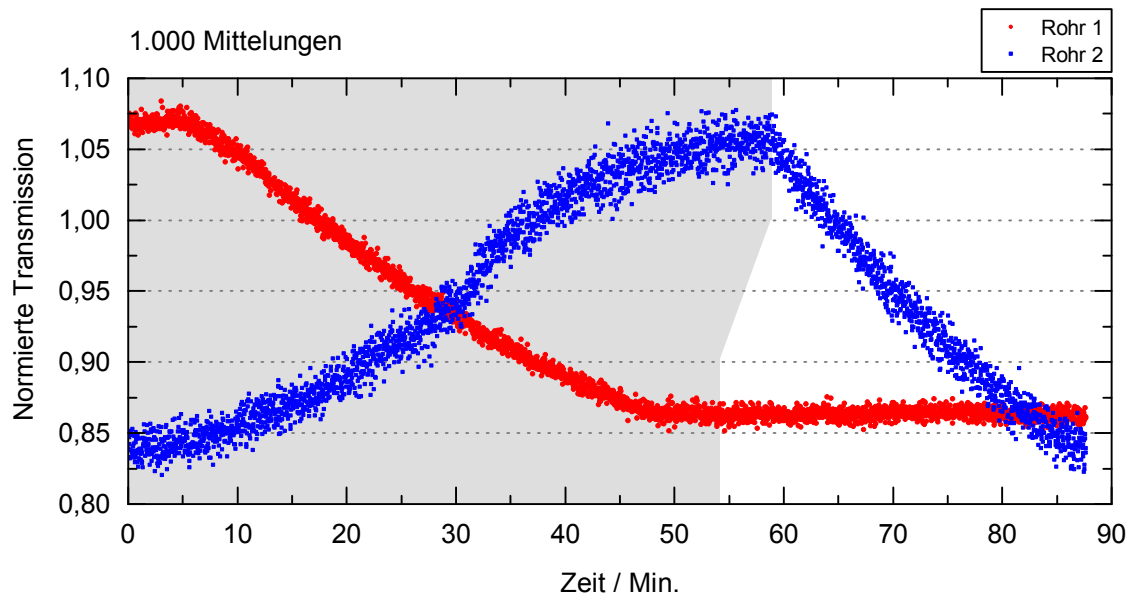


Abbildung 6.8: Zeitlicher Verlauf der über die beiden Rohrbereiche gemittelten normierten Transmissionen. Jeder Transmissionwert ist über 1000 Einzelmessungen gemittelt. Die Korrelation mit dem angewandten Temperaturverlauf ist eindeutig. Durch Verknüpfung mit den Pt100-Fühlerwerten werden aus der Kalibrationsphase Kennlinien gewonnen und anschließend auf die Messphase angewandt.

- Die Transmissionskurven bilden im Raumbereich der Rohre keine flachen Plateaus aus, sondern zeigen temperaturabhängige Verläufe. Ursächlich hierfür können u.a. die optische Streulichtabbildung und Nichtlinearitäten der Photomultiplier sein. Nicht in Frage kommen Temperaturgradienten innerhalb der Rohre. Sie sind mit $<0,1^{\circ}\text{C}$ zu gering, um die Transmissionsverläufe in der beobachteten Größenordnung zu beeinflussen.

Ausgewählte normierte Transmissionen aus der Messphase sind in Abbildung 6.7 (unten) dargestellt. Die grau hinterlegten Flächen sind aus der Kalibrationsphase übernommen und zeigen, dass die zuvor abgedeckten Wertebereiche eingehalten werden. Die normierten Transmissionen im Bereich von Rohr 1 bleiben nahezu konstant und weisen keine Drift auf. Folglich wird die konstant gehaltene Temperatur dieses Rohrs wiedergegeben. Die Transmissionen aus Rohr 2 überstreichen den aus der Kalibrationsphase ermittelten Wertebereich nahezu deckungsgleich. Die zeitliche Entwicklung in beiden Rohrbereichen legt nahe, dass im gesamten Zeitraum der Messung ein stabiles ESFADOF-Transmissionspektrum vorgelegen hat.

Da die Temperatur in den Rohren als hinreichend homogen angesehen werden kann, ist es sinnvoll, das Transmissionssignal auf je einen Transmissionwert pro Rohr zu reduzieren. Hierzu wird in jeder Einzelmessung das arithmetische Mittel über die je 23 Datenpunkte der Raumbereiche $[0\text{ m}; 1\text{ m}]$ und $[2\text{ m}; 3\text{ m}]$ gebildet. Anschließend kann die Mittelung über beliebig viele Einzelmessungen erfolgen. Alle im restlichen Teil dieses Kapitels präsentierten Ergebnisse wurden auf diese Weise gewonnen.

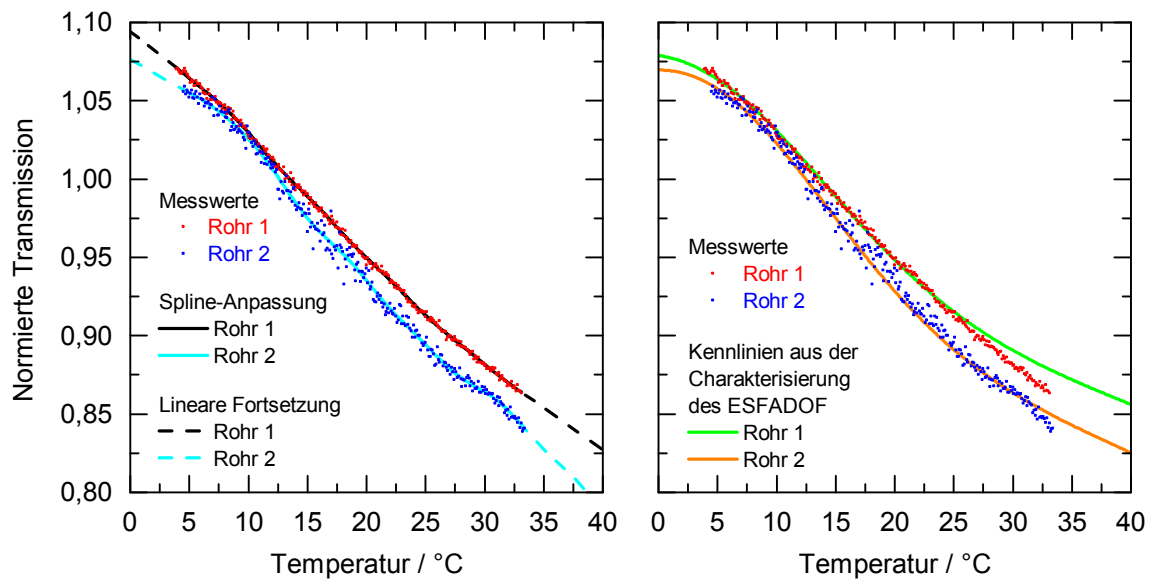


Abbildung 6.9: Normierte Transmission aus Rohr 1 (rot) und Rohr 2 (blau) als Funktion der Pt100-Fühlertemperaturen, gemittelt in $0,1^{\circ}\text{C}$ -Intervallen. In der linken Darstellung wurden Spline-Kurven an die Daten angepasst (durchgezogene Linien) und an den Enden linear fortgesetzt (gestrichelt). In der rechten Auftragsung sind skalierte Kennlinien aus der Charakterisierung des ESFADOFs dargestellt. Es zeigt sich eine hohe Übereinstimmung über einen weiten Temperaturbereich. Die Abweichungen oberhalb von 25°C werden im Text diskutiert.

In Abbildung 6.8 sind die so erhaltenen normierten Transmissionen der beiden Rohre über der gesamten Messdauer aufgetragen. Jeder Transmissionswert ist über 1000 Einzelmessungen gemittelt. Alle im Kalibrationszeitraum dargestellten Transmissionswerte werden nun für die Ermittlung der jeweiligen Kennlinie einbezogen. Hierzu werden die Transmissionen als Funktion der Fühlertemperatur aufgefasst (siehe Abbildung 6.6). An die temperaturabhängigen Transmissionswerte erfolgt jeweils die Anpassung einer quadratischen Spline-Kurve mit zehn Stützstellen. Die Enden der Kennlinien werden linear und stetig fortgesetzt, indem eine Gerade durch die jeweils äußersten 2°C -Intervalle angepasst wird. Hierdurch können auch solche Transmissionen, die aufgrund von Fluktuationen außerhalb des Wertebereichs der Kennlinie liegen, in eine Temperatur überführt werden.

Die resultierenden Kennlinien sind in Abbildung 6.9 (links) gemeinsam mit den Transmissionswerten aufgetragen. Letztere wurden hierfür in $0,1^{\circ}\text{C}$ -Intervallen zusammengefasst und gemittelt. In Rohr 2 zeigt sich aufgrund der im Vergleich zu Rohr 1 geringeren Streulichtintensität eine größere Streubreite. Im Bereich zwischen 10°C und 20°C ist die Streubreite zudem aufgrund der beschleunigten Kühlung erhöht. Die ermittelten Kennlinien zeigen jeweils die notwendige strenge Monotonie, um eindeutigen LIDAR-Betrieb im gesamten Temperaturbereich zu ermöglichen. Sie werden im folgenden Abschnitt auf den gesamten 90-minütigen Signalverlauf angewandt.

Von Interesse ist an dieser Stelle, welche Übereinstimmung sich mit den in Abschnitt 5.6.4 auf Basis der ESFADOF-Transmissionspektren berechneten Kennlinien ergibt. Das Ergebnis bezüglich beider Rohre lautet: Obwohl der ESFADOF in dieser

Messreihe mit einer Leistung von 102 mW gepumpt wurde, zeigt sich die größte Ähnlichkeit mit simulierten Kennlinien aus dem Bereich von lediglich 30 mW.

Hieraus ist zu folgern, dass das Strahlprofil des Streulichts am Ort des ESFADOF eine größere Ausdehnung als der bei der Spektroskopie verwendete Probestrahl besitzt. Das Streulicht erfährt somit im Mittel eine geringere Transmission, da es die ESFADOF-Zelle teilweise in schwächer gepumpten Bereichen traversiert. Die größte Übereinstimmung ist bezüglich Rohr 2 mit der simulierten Kennlinie bei genau 30 mW Pumpleistung gefunden worden. Für Rohr 1 wurde eine einheitlich gewichtete Linearkombination von neun simulierten Kennlinien mit nahezu äquidistanten Pumpleistungen zwischen 10 mW und 58 mW erstellt. Beide Kennlinien wurden skaliert, um im Wertebereich der experimentellen Daten zu liegen.

Die beiden simulierten Kennlinien sind in Abbildung 6.9 (rechts) gemeinsam mit den experimentellen Datenpunkte aufgetragen. Es zeigt sich eine hohe Übereinstimmung, insbesondere bezüglich Rohr 2. Damit bestätigt sich die Eignung der in Abschnitt 2.6.4 vorgestellten Methode zur Berechnung der Transmissionswerte von Kantenfiltern. Abweichungen treten bei Temperaturen oberhalb von 25°C auf. Sie liegen möglicherweise in der Berechnung des Spektrums der Brillouin-Streuung begründet, speziell in deren angenommener Linienbreite. Die zugrunde liegenden empirischen Daten von Fry et al. sind mit Unsicherheiten von bis zu 160 MHz behaftet [57]. Es ist daher wünschenswert, in Zukunft auf genauere Linienbreitendaten zurückgreifen zu können.

6.6 Auswertung des Temperaturverlaufs

Die Kennlinien auf Basis der Spline-Anpassung werden nun nach dem Prinzip einer Lookup-Tabelle angewendet, um alle gemessenen Transmissionswerte in Temperaturen zu überführen. In Abbildung 6.10 sind die resultierenden Temperaturverläufe beider Rohre zusammen mit den Pt100-Fühlertemperaturen dargestellt. Jeder Messpunkt entstand durch Mittelung über 1000 Einzelmessungen, die innerhalb von jeweils 1,6 Sekunden aufgenommen wurden.

Es ist klar zu ersehen, dass der wahre Temperaturverlauf zu allen Zeiten und in beiden Rohren durch die LIDAR-Messwerte korrekt wiedergegeben wird. In der Kalibrationsphase ist dies aufgrund der Kennlinienanpassung an die dortigen Daten so herbeigeführt worden. Die erhöhten Schwankungen in Rohr 2 bei tiefen Temperaturen sind auf das leichte Abflachen der Kennlinie in diesem Bereich zurückzuführen.

Die anschließende Messphase demonstriert, dass die Kennlinie erfolgreich auf unbekannte Temperaturverläufe angewendet werden kann. Während dieser Phase beträgt die Streubreite der Temperaturen 4,2°C (Rohr 1) bzw. 8,9°C (Rohr 2). Die mittleren Abweichungen von der jeweiligen Fühlertemperatur belaufen sich auf 0,5°C (Rohr 1) bzw. 1,0°C (Rohr 2). Besonders hervorzuheben ist die örtliche Diskriminierung der Temperaturen. Die beiden Wasserrohre können einflussfrei voneinander unterschieden werden, wodurch die in Abschnitt 6.3 dargelegte Ortsauflösung von 1 m unterstrichen wird. An dieser Stelle ist festzuhalten,

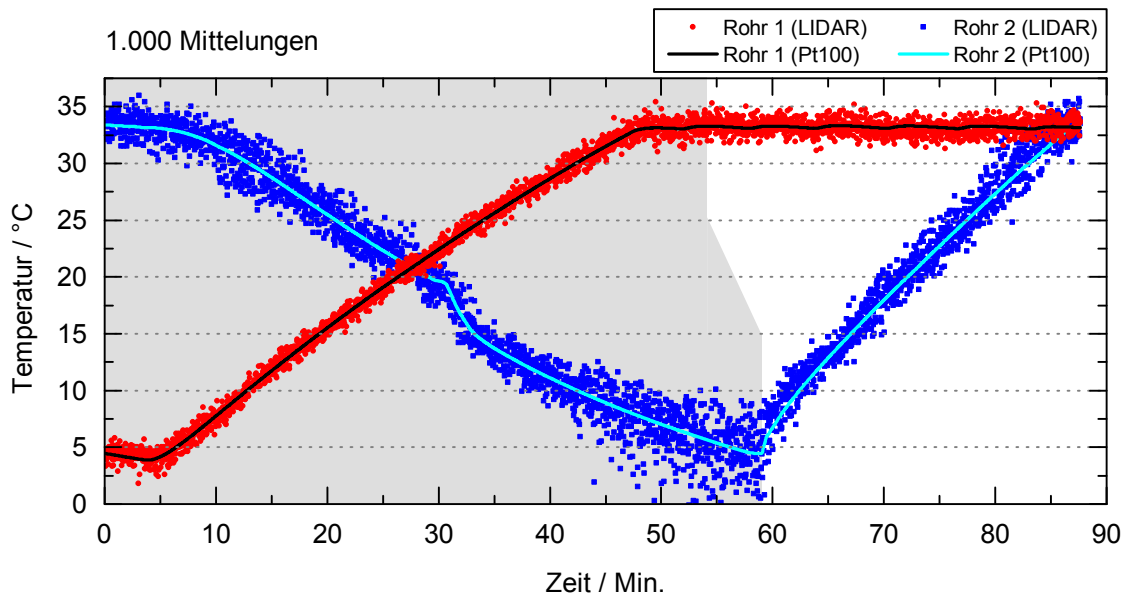


Abbildung 6.10: Auswertung des Temperaturverlaufs auf Basis der in der Kalibrationsphase ermittelten Kennlinien. Es wurde über 1000 Einzelmessungen gemittelt. Die Übereinstimmung der LIDAR-Messungen mit den Pt100-Fühlerwerten ist in der Kalibrationsphase intrinsisch gegeben. Die anschließende Anwendung der Kennlinie in der Messphase reproduziert den Temperaturverlauf passgenau.

dass die Fähigkeit des realisierten LIDAR-Systems und dabei insbesondere des ESFADOE-Kantenfilters zur orts aufgelösten Messung von Wassertemperaturen eindeutig nachgewiesen wurde.

Durch Steigerung der Anzahl von Mittelungen lässt sich die Temperaturgenauigkeit weiter erhöhen. In Abbildung 6.11 (Mitte) ist der ausgewertete Temperaturverlauf bei einer gleitenden Mittelung über 50.000 Transmissionswerte dargestellt. Mit bloßem Auge können die LIDAR- von den Fühlerwerten kaum noch unterschieden werden. Die Abweichungen sind im unteren Teil der Abbildung aufgetragen und belaufen sich in der Messphase im Mittel nur noch auf 0,13°C (Rohr 1) bzw. 0,34°C (Rohr 2), bei Streubreiten von 0,7°C (Rohr 1) bzw. 1,2°C (Rohr 2). Zum Vergleich ist im oberen Teil der Abbildung der Temperaturverlauf bei lediglich 50 Mittelungen pro Datenpunkt aufgetragen. Die Datenpunkte streuen insbesondere in Rohr 2 deutlich. Dennoch sind Temperaturstufen ab ca. 15°C zweifelsfrei auflösbar.

Im Folgenden wird der Temperaturverlauf in Detailausschnitten noch bei zwei weiteren Mittelungszahlen präsentiert. Abbildung 6.12 (links) zeigt den ersten Temperaturkreuzungspunkt innerhalb der Kalibrationsphase bei einer gleitenden Mittelungszahl von 10.000. Bis zu einer Temperaturdifferenz von ca. 1°C können die Rohre eindeutig unterschieden werden. Die auftretenden Schwankungen sind insbesondere bezüglich Rohr 1 sehr gering.

In Abbildung 6.12 (rechts) ist der Übergang von der Kalibrations- zur Messphase in Rohr 1 dargestellt. Gemittelt wurde hier gleitend über 100.000 Transmissionswerte. Der mit dem Pt100-Fühler gemessene Verlauf der Wassertemperatur zeigt eine periodische Schwingung mit einer Gesamtamplitude von ca.

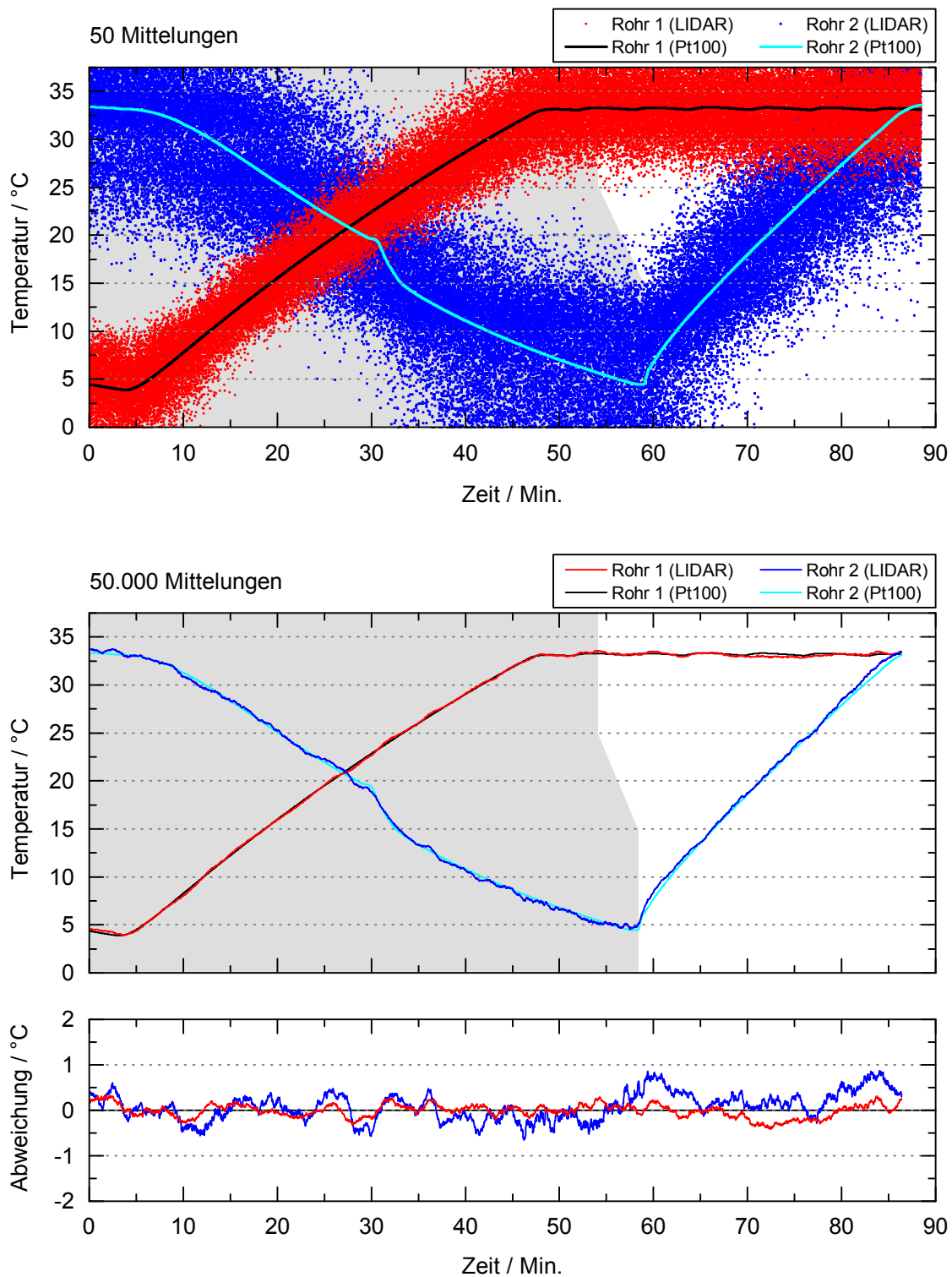


Abbildung 6.11: Auswertung des Temperaturverlaufs bei der Mittelung über 50 (oben) und 50.000 (Mitte) Einzelmessungen. Bei 50 Mittelungen unterliegen die erhaltenen Temperaturwerte starken Fluktuationen. Dennoch sind Temperaturstufen ab ca. 15°C zweifelsfrei auflösbar. Bei 50.000 Mittelungen treten nur noch geringe Schwankungen auf. Die Temperaturabweichung der LIDAR- zur Pt100-Fühler-Temperatur (unten) liegt in der Messphase durchweg unter $\pm 1^\circ\text{C}$, bezüglich Rohr 1 sogar unter $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

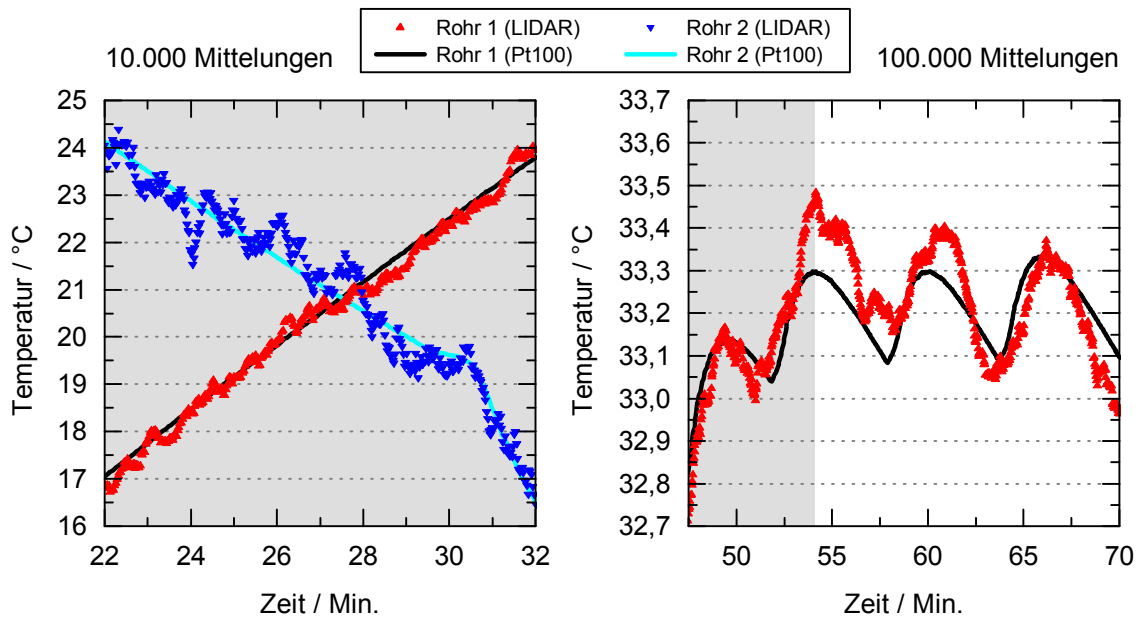


Abbildung 6.12: Detailausschnitte des ausgewerteten Temperaturverlaufs. (links) Der erste Temperaturkreuzungspunkt bei 10.000 Mittelungen. (rechts) Der Übergang von der Kalibrations- in die Messphase bezüglich Rohr 1 bei 100.000 Mittelungen. Im dargestellten 16-minütigen Teil der Messphase beläuft sich die mittlere Temperaturabweichung auf $0,07^{\circ}\text{C}$.

$0,2^{\circ}\text{C}$. Sie wurde durch den Regelkreis des Durchlauferhitzers verursacht. Das aufgebaute LIDAR-System ist in der Lage, diesen charakteristischen Verlauf mit kleinen Abweichungen und Fluktuationen zu reproduzieren. Im gezeigten 16-minütigen Abschnitt der Messphase erreicht die mittlere Abweichung den hervorragenden Bestwert von $0,07^{\circ}\text{C}$. Hierdurch wird gar die in der Dissertation von K. Schorstein erreichte Temperaturgenauigkeit von $0,08^{\circ}\text{C}$ knapp unterboten. Dort wurde ein durchstimmbares Interferometer zur Vermessung der Brillouin-Frequenzverschiebung eingesetzt [15]. Bemerkenswert ist, dass die Verschiebung im Bereich von 33°C eine Temperaturabhängigkeit von nur $1,08\text{ MHz} / 0,1^{\circ}\text{C}$ aufweist. Folglich liegt das maximale spektrale Auflösungsvermögen des ESFADOF-Kantenfilters bei 810 kHz .

Abschließend wird in diesem Kapitel die mittlere Temperaturabweichung als Funktion der Mittelungsanzahl ausgewertet. Die Spanne reicht hierbei vom Einzelschuss („1 Mittelung“) bis zu 100.000 Mittelungen. Es wurden ausschließlich die Transmissionswerte aus der Messphase einbezogen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.13 in doppelt logarithmischer Auftragung dargestellt. Nachfolgend werden die Beobachtungen und Schlussfolgerungen geschildert:

- Erwartungsgemäß ist durch Mittelung von Einzelmessungen eine immense Steigerung der Temperaturgenauigkeit in beiden Rohren möglich. So erreicht die Genauigkeit in Rohr 1 bei 100.000 Mittelungen fast die $0,1^{\circ}\text{C}$ -Grenze. In Teilabschnitten wird diese wie oben gezeigt gar unterschritten. Hingegen liefert die Einzelschussauswertung mit mittleren Abweichungen von weit über 10°C keine zufriedenstellende Genauigkeit.

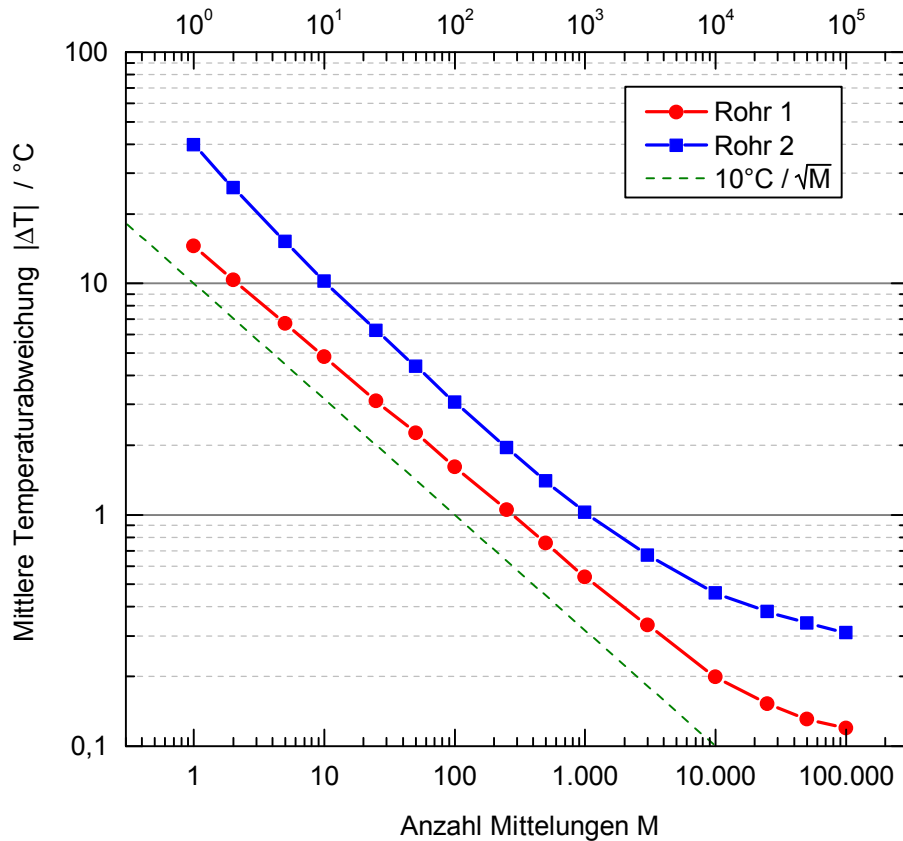


Abbildung 6.13: Mittlere Abweichung der mit dem LIDAR-System gemessenen Temperaturen als Funktion der Mittelungszahl M . Herangezogen wurden die Messwerte aus der jeweiligen Messphase. Die Temperaturabweichungen skalieren mit der inversen Wurzel der Mittelungszahl. Eine entsprechende Wurzelfunktion ist exemplarisch eingezeichnet. Das Abflachen beider Kurven bei den höchsten Mittelungszahlen resultiert aus der zunehmenden Glättung des ermittelten Temperaturverlaufs.

- Die mittlere Abweichung skaliert mit $1/\sqrt{M}$, also der inversen Wurzel der Mittelungszahl M . Zur Veranschaulichung ist eine entsprechende Wurzelfunktion in der Abbildung dargestellt. Erwartungsgemäß ist die Temperaturgenauigkeit somit primär durch das Schrotrauschen limitiert, welches aus der begrenzten Anzahl detektierter Photonen N_i resultiert und zu einem Signal-Rausch-Verhältnis von $\sqrt{N_i \cdot M}$ führt (siehe Abschnitt 6.3).
- Die Genauigkeit in Rohr 1 ist im Schnitt um den Faktor 2,3 höher als in Rohr 2. Dies entspricht etwa dem Verhältnis der jeweils ermittelten Signal-Rausch-Verhältnisse (siehe Abschnitt 6.3) und bestätigt damit die obige Abhängigkeit.
- Das Abflachen der Kurven bei den höheren Mittelungszahlen ist dadurch begründet, dass eine zunehmende Glättung des ermittelten Temperaturverlaufs erfolgt. Infolgedessen werden die Details des tatsächlichen Temperaturverlaufs nicht mehr wiedergegeben, resultierend in systematischen Abweichungen.

Abbildung 6.13 fasst die Leistungsfähigkeit des gesamten realisierten Brillouin-LIDARs in einer Grafik zusammen. Sie kann zukünftig herangezogen werden, um

die Temperaturgenauigkeit eines weiterentwickelten Systems abzuschätzen. Gelingt es beispielsweise die eingestrahlte Laserpulsenergie sowie die Auffangeffizienz der gestreuten Photonen um je eine Größenordnung zu steigern, so steigt die Anzahl der detektierten Photonen um den Faktor 10^2 . Folglich ist bereits bei einer Mittelung über 1000 Einzelmessungen eine Temperaturgenauigkeit in der Größenordnung von $0,1^\circ\text{C}$ erreichbar. Wird die Strahlquelle dabei mit einer Puls-wiederholrate von 5 kHz betrieben, so beträgt die Messdauer lediglich 0,2 s und ermöglicht die Aufnahme von Temperaturprofilen in nahezu Echtzeit.

Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel die erstmalige berührungslose Vermessung von Wassertemperaturen mit einem Kantenfilter demonstriert. Die detektierte spontane Brillouin-Streuung wurde vom gepulsten, frequenzverdoppelten Faserverstärker erzeugt. Die aufgebauten Wasserreservoirs stellten beliebige Temperaturstufen mit jeweils hoher Homogenität bereit. Die Rohre befanden sich im gegenseitigen Abstand von 1 m und konnten vollständig voneinander unterschieden werden. Es zeigte sich die Notwendigkeit, separate Kalibrationskurven des ESFADOF-Kantenfilters für die beiden Wasserrohre zu ermitteln. Dies ist auf das transversal inhomogene Transmissionsprofil des ESFADOFs zurückzuführen. Durch zukünftige Weiterentwicklung kann dieser Umstand behoben werden. Die im Experiment erreichte Temperaturgenauigkeit ist sehr hoch und erreicht bis zu $0,07^\circ\text{C}$. Dies entspricht einem spektralen Auflösungsvermögen von 810 kHz. Die Ergebnisse stellen einen großen Entwicklungsschritt hin zu einem voll funktionsfähigen, portablen Brillouin-LIDAR-System dar.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein LIDAR-System zur berührungslosen, orts-aufgelösten Messung der Temperatur von Wasser demonstriert. Es basiert auf der Detektion von aktiv erzeugter spontaner Brillouin-Streuung und wird daher als Brillouin-LIDAR bezeichnet. Erstmals wurde ein Faserverstärker als Strahlquelle erfolgreich mit einem kantenfilterbasierten Detektor kombiniert. Beide Konzepte sind aufgrund ihrer nichtresonanten Natur besonders attraktiv für den mobilen LIDAR-Betrieb. Die zentralen Ergebnisse dieser Arbeit lauten:

- Der Faserverstärker erzeugt ns-Pulse mit Fourier-limitierter spektraler Breite. Sie werden hocheffizient in den grünen Spektralbereich frequenzverdoppelt und weisen eine hohe Energiestabilität und eine exzellente Strahlqualität auf. Es wurde die bislang höchste Pulsenergie bei den gegebenen spektralen und temporalen Eigenschaften erreicht.
- Der Kantenfilter stellt den entscheidenden Teil des Detektorsystems dar. Durch die Entwicklung und den Einsatz eines maßgeschneiderten Magnetfeldsystems wurde er gezielt an das spektrale Profil der Brillouin-Streuung angepasst und zeigt die bisher höchste Transmission seiner Filterklasse.
- Das Gesamtsystem wurde erstmals in der Laborumgebung erfolgreich zur orts-aufgelösten Messung von Temperaturprofilen eingesetzt. Durch Mittelung von Einzelmessungen wurde eine herausragende Temperaturgenauigkeit erzielt. Die Ergebnisse stellen einen großen Schritt hin zu einem einsatzfähigen Brillouin-LIDAR dar, welches Temperaturprofile des Ozeans aufnehmen kann.

Die Kenntnis der Temperaturverteilung der Ozeane ist für eine Vielzahl von Fragestellungen relevant, insbesondere der Klimaforschung, Wettervorhersage und Antizipierung von Wirbelsturmrouen. Eine LIDAR-basierte Messmethode kann besonders flächendeckend und zeitnah Temperaturdaten gewinnen und somit die etablierten *in situ* Techniken sinnvoll erweitern. Spontane Brillouin-Streuung stellt einen geeigneten Temperaturindikator dar, da das gestreute Licht eine temperaturabhängige Frequenzverschiebung aufweist. Bei der Arbeitswellenlänge von 543,3 nm beträgt sie zwischen $\pm 6,8$ GHz und $\pm 7,8$ GHz im relevanten Temperaturbereich von 0°C bis 40°C. Zusammen mit der geringen spektralen Breite zwischen 1,7 GHz und 0,4 GHz werden dadurch hohe Anforderungen an die Erzeugung und Detektion von spontaner Brillouin-Streuung gestellt: Die Strahlquelle muss zum Erhalt der Schmalbandigkeit Pulse mit nahezu Fourier-limitierter

Bandbreite emittieren. Der optimale Arbeitspunkt befindet sich bei einer Pulslänge von 10 ns, verbunden einer spektralen Breite von 44 MHz und einer Ortsauflösung von 1,1 m. Zugleich muss der Detektor ein spektrales Auflösungsvermögen von 1 MHz bieten, um die Temperatur mit einer Genauigkeit von 0,06°C zu ermitteln. Die Frequenzverschiebung hängt neben der Temperatur auch vom Salzgehalt ab. Liegt keine unabhängige Messung des Salzgehalts vor, so können historische Daten herangezogen werden. Bei einer typischen Unsicherheit von 1‰ verschlechtert sich die Temperaturgenauigkeit um etwa eine Größenordnung.

Die genannten Anforderungen werden von dem in dieser Arbeit realisierten Brillouin-LIDAR erfüllt. Die Strahlquelle ist durch einen frequenzverdoppelten, Ytterbium-dotierten Faserverstärker implementiert. Die Emissionswellenlänge liegt mit 543,3 nm nahe des Absorptionsminiums von Wasser und ist auf das Rubidium-basierte Detektorsystem abgestimmt. Dieses nutzt den $5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$ Übergang. Die Population des unteren der beiden Niveaus erfolgt durch optisches Pumpen auf dem D_2 -Übergang ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$) mittels leistungsstarker Trapezverstärker. Sowohl die Strahlquelle als auch der Detektor wurden im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und charakterisiert. Grundlegende Vorarbeiten wurden im Rahmen zweier Dissertationen geleistet [15, 16].

Der Ytterbium-dotierte Faserverstärker wird im infraroten Spektralbereich bei 1086,6 nm mit einer Pulswiederholrate von 1 kHz betrieben. Die eingestrahnten Seedpulse werden durch elektro-optische Modulation eines vorverstärkten Diodenlasers erzeugt. Hierdurch ist die spektral schmalbandige Emission sichergestellt. In den drei nachfolgenden Verstärkerstufen wird die Pulsenergie sukzessiv hochskaliert. Durch die Verwendung von großkernigen photonischen Kristallfasern (PCF) ist die Verstärkung frei von Limitierungen durch nichtlineare Effekte. Insbesondere wurde das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) ausgeschlossen. Es wurde gezeigt, dass die erreichte Pulsenergie in allen Verstärkerstufen allein durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert ist. Die abschließende Frequenzkonversion zu 543,3 nm geschieht hocheffizient mit 73,7%. Bei einer Pulsdauer der frequenzverdoppelten Strahlung von rund 10 ns wurde eine Pulsenergie von 93,5 μ J erreicht. Im Dauerbetrieb zeigte sich eine hohe Energiestabilität von 1,4%. Die spektrale Bandbreite wurde zu $(52,3 \pm 0,5)$ MHz vermessen und stellt bei dem gegebenen zeitlichen Intensitätsverlauf das Fourier-Limit dar. Die Strahlqualität ist beugungsbegrenzt mit einem M^2 von $1,0 \pm 0,1$ und damit für die LIDAR-Anwendung hervorragend geeignet.

Das Detektorsystem ist aus zwei Komponenten aufgebaut. Zunächst wird elastische Streustrahlung durch Absorption auf dem Arbeitsübergang in Rubidium eliminiert. Die Unterdrückung des aufgebauten Absorptionsfilters wurde zu 50,5 dB bestimmt und kann bei Bedarf flexibel durch das Hinzufügen weiterer Zellen erhöht werden. Der darauffolgende ESFADO-F-Kantenfilter erlaubt es, die Brillouin-Frequenzverschiebung in eine einfach messbare Änderung der transmittierten Intensität zu überführen. Er bietet ein maßgeschneidertes, symmetrisches Transmissionsspektrum, dessen steile Flanken gezielt in die Spektralbereiche der spontanen Brillouin-Streuung verlagert wurden. Mit 84,4% wurde die bislang höchste Transmission eines Rubidium-basierten ESFADOs erreicht, limitiert durch das Zünden eines pumplaserinduzierten Plasmas. Der entscheidende Fortschritt im Vergleich

zu früheren Arbeiten gelang durch eine grundlegende Neugestaltung der Magnetfelderzeugung und der Zellofengeometrie. Auf Basis eines Halbach-Zylinders wurde eine Anordnung von Permanentmagneten verwirklicht, die das notwendige starke Magnetfeld von rund 0,6 T auf der Zelllänge von 39 mm mit einer hohen Homogenität von etwa $\pm 1\%$ bereitstellt.

Zur Demonstration des Gesamtsystems wurden zwei unabhängige Wasserreservoir aufgebaut, die beliebige Temperaturstufen erzeugen können. Das von der gepulsten Strahlquelle erzeugte Streulicht wurde mittels des Absorptionsfilters vollständig von elastischen Anteilen befreit. Die Kalibration des nachfolgenden Kantenfilters erfolgte durch Variieren der Wassertemperatur in beiden Rohren. Hierbei zeigte sich, dass für den jeweiligen Raumbereich der beiden Wassersegmente leicht verschiedene Kalibrationskurven anzusetzen sind. Dies ist eine Folge der unterschiedlichen optischen Abbildung in den ESFADO-F-Kantenfilter sowie dessen transversal inhomogener Transmission infolge des optischen Pumpens. Mittels des kalibrierten ESFADO-Fs war es möglich, die anschließenden Temperaturverläufe beider Rohre passgenau zu reproduzieren. Die Ortsauflösung belief sich auf rund 1 m. Durch Mittelung von Einzelmessungen wurde eine besonders hohe Temperaturgenauigkeit von bis zu 0,07°C erreicht. Dies entspricht einem spektralen Auflösungsvermögen des ESFADO-Fs von 810 kHz. Die präsentierten Ergebnisse zeigen damit erstmals die berührungslose, orts aufgelöste Vermessung von Wassertemperaturen mit einem Kantenfilter. Durch die Kombination mit dem verwendeten Faserverstärker ist damit die Funktionalität des gesamten Brillouin-LIDARs erfolgreich demonstriert worden.

7.2 Ausblick

Abschließend werden Vorschläge und Anregungen zur Weiterentwicklung des realisierten Brillouin-LIDARs präsentiert. Sie ermöglichen unter Umständen bereits in naher Zukunft ein erstes Feldexperiment des Systems.

Bezüglich der Strahlquelle steht die Steigerung der Pulsenergie im Vordergrund. Jeder Zugewinn wirkt sich positiv auf die erreichbare Penetrationstiefe im Wasser und die Temperaturgenauigkeit aus. Die in dieser Arbeit verwendeten Pumplaser des Faserverstärkers sind an ihre Grenzen gestoßen und daher geeignet zu ersetzen. Für die kerngepumpte erste Verstärkerstufe sind mittlerweile DFB-Laser mit Ausgangsleistungen von 750 mW verfügbar¹. Dies entspricht einer Verdreifachung der gegenwärtigen Pumpleistung. Für die mantelgepumpten Stufen zwei und drei bieten sich gitterstabilisierte Diodenbarrenlaser^{2,3} an. Sie emittieren spektral schmalbandig (< 1 nm) bei fester Wellenlänge. Hierdurch kann ein gleichbleibend optimaler Überlapp mit dem Absorptionsspektrum von Ytterbium sichergestellt werden. Die verfügbaren Ausgangsleistungen reichen von 30 W bis weit über 100 W. Individuell ist zu klären, ob eine einfache Luftkühlung des Pumplasers ausreicht oder eine Wasserkühlung erfolgen muss.

¹EM4 AC1401-0750-0976-SM/PM 750 mW Single Mode Pump Laser

²DILAS Fiber-Coupled Single Bar / Multi-Bar Modules Narrow Linewidth

³LIMO LIMO40-F200-DL976(VHG)-LM

Bei gesteigerter Pumpleistung ist das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) als limitierender Effekt zu erwarten. Es bestehen mehrere Möglichkeiten dem entgegenzuwirken:

- Um die Schwellenergie in der gegebenen Konfiguration anzuheben, kann ein Temperaturgradient entlang der Faser angelegt werden, da hierdurch das SBS-Verstärkungsspektrum verbreitert wird. Beachtliche Schwellerhöhungen von rund 7 dB wurden bereits erreicht [78, 209].
- Denkbar ist die Erweiterung des Faserverstärkers um eine vierte Stufe mit weiter gesteigertem Kerndurchmesser. Mit $135\text{ }\mu\text{m}$ wurde bereits fast eine Verdopplung im Vergleich zur dritten Stufe dieser Arbeit ($70\text{ }\mu\text{m}$) demonstriert [92]. Hierdurch wächst die Kernfläche um den Faktor 4. Aufgrund der sinkenden Leistungsdichte ist eine ähnliche Steigerung der SBS-Schwelle zu erwarten.
- Aktuell wird die Kodotierung des Kerns mit Aluminium und Germanium erforscht, resultierend in einer abgeschwächten Führung von akustischen Moden [210–212]. SBS-Schwellerhöhungen von bis 11 dB verdeutlichen das immense Potential dieses Ansatzes. Bislang sind entsprechende Fasern jedoch nicht kommerziell verfügbar.

Insgesamt sollte durch Steigerung der Pumpleistung und die gezielte Unterdrückung von SBS eine deutliche Erhöhung der Pulsenergie bis in den mJ-Bereich möglich sein.

Der ESFADOF-Kantenfilter bietet gegenwärtig eine transversal ungleichmäßige Transmission. Zwar kann dies, wie in dieser Arbeit, durch eine entfernungsabhängige Kalibration kompensiert werden. Anzustreben ist jedoch eine vollständige Homogenisierung der ESFADOF-Transmission in der transversalen Strahlebene. Um dies zu verwirklichen ist der Aufbau zunächst um die Möglichkeit zu erweitern, ESFADOF-Spektren transversal orts aufgelöst aufzunehmen. Hierzu kann der Spektroskopiestrahl auf den Durchmesser der ESFADOF-Zelle aufgeweitet werden und kollimiert durch die Zelle propagieren. Die Detektion hinter dem Abschlusspolarisator erfolgt mit zwei ortssensitiven Sensoren (z.B. CCDs) und erlaubt pro Pixel die Aufnahme eines ESFADOF-Spektrums. Alternativ kann der momentane Spektroskopiestrahl mittels galvanometrisch beweglicher Spiegel über den Querschnitt der Zelle bewegt werden. Hierdurch ist zusätzlich die Abhängigkeit der Transmission vom Einstrahlwinkel untersuchbar.

Auf Basis der orts aufgelösten Spektrenaufnahme ist es dann möglich, die Pumpgeometrie gezielt anzupassen. Der intuitive Ansatz besteht im optischen Pumpen mit einem intensitätskonstanten Strahlprofil (*flat top*). Die Überführung der momentanen Pumpstrahlung in ein solches Profil kann mithilfe asphärischer Linsen, diffraktiver optischer Elemente (DOE) oder Diffusoren realisiert werden. Größtmögliche Flexibilität bietet die Strahlformung über einen deformierbaren Spiegel oder einen *spatial light modulator* (SLM). Letztere Methoden erlauben die Feinabstimmung des Strahlprofils, falls es durch *radiation trapping* und *energy pooling* zu Randeffekten kommt. Das optimale Strahlprofil kann gefunden werden, indem ein geschlossener Optimierungskreis implementiert wird, der das Strahlformungselement als Stellglied und die orts aufgelöste Spektrenaufnahme als Rückkopplung einsetzt.

Das optimierte Brillouin-LIDAR kann schließlich für einen ersten Außeneinsatz vorbereitet werden. Besonders erwähnenswert sind in dieser Hinsicht die von Forschern des FBH Berlin und der HU Berlin entwickelten, mikro-integrierten MOPA-Systeme. Auf der Fläche einer Streichholzschachtel ist eine Bragg-Gitterstabilisierte Laserdiode mit nachfolgendem Trapezverstärker untergebracht, inklusive Strahlformungsoptik und Faraday-Isolator [213]. Eingesetzt werden die miniaturisierten MOPA u.a. im Rahmen des QUANTUS-Projekts in Fallturmexperimenten und zeigen dabei ihre eindrucksvolle mechanische Stabilität [214]. Sie sind folglich ideal für die Integration in das Brillouin-LIDAR geeignet und können sowohl den vorverstärkten 1086,6 nm-Seed-ECDL des Faserverstärkers als auch beide 780 nm-MOPA-Systeme des Detektorsystems ersetzen. Durch diesen Schritt wird das LIDAR-System frei von vibrationsempfindlichen Komponenten und kann durch weitere Miniaturisierung in ein kompaktes, portables und robustes System gewandelt werden. Es ist daher denkbar, dass das Brillouin-LIDAR mittelfristig erstmals Temperaturprofile über offenem Gewässer erfolgreich vermessen wird.

Anhang A

Empirische Relationen der relevanten Kenngrößen von Wasser

Die symmetrische Frequenzverschiebung ν_B der spontanen Brillouin-Streuung kann nach Gleichung (2.8) berechnet werden zu

$$\nu_B = \pm 2 \frac{\nu_S n}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Die Wellenlänge λ des eingestrahnten Lichts und der Streuwinkel θ sind als konstant zu betrachten, da im Experiment die Rückstreuung unter 180° bei fester Wellenlänge analysiert wird. Hingegen sind die Schallgeschwindigkeit ν_S und der Brechungsindex n abhängig u.a. von der Temperatur T und dem Salzgehalt S .

Um im Rahmen dieser Arbeit die Frequenzverschiebung ν_B berechnen zu können, wurden empirische Relationen der beiden Kenngrößen aus der Literatur verwendet. Sie liegen in Form von Taylor-Entwicklungen vor und besitzen ausreichende Genauigkeiten. Die Schallgeschwindigkeit ist nach Del Grosso eine Funktion der Temperatur T und des Salzgehalts S [54]:

$$\begin{aligned} \nu_S(T, S, p) = & c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + \\ & c_4 S + c_5 S^2 + c_6 T S + c_7 T^2 S + f(S, T, p). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Die Taylor-Koeffizienten sind in Tabelle A.1 aufgeführt. Dabei bezeichnet $f(S, T, p)$ zusätzliche Terme, die vom Wasserdruck p abhängen. In den Untersuchungen dieser Arbeit spielt die Druckabhängigkeit aufgrund der horizontalen Anordnung der Wasserreservoirs keine Rolle und wurde daher vernachlässigt.

Der Brechungsindex n ist eine Funktion von T , S und λ und wurde von Quan und Fry empirisch bestimmt zu [55]

$$\begin{aligned} n(T, S, \lambda) = & n_0 + (n_1 + n_2 T + n_3 T^2) S + n_4 T^2 + \\ & (n_5 + n_6 S + n_7 T) \lambda^{-1} + n_8 \lambda^{-2} + n_9 \lambda^{-3}. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Die Taylor-Koeffizienten sind durch Tabelle A.2 gegeben.

Aus der Kenntnis des spektralen Profils der Brillouin-Streuung kann die Transmissionscharakteristik eines Kantenfilters bei der Vermessung von Brillouin-Streuung quantifiziert werden. Das entsprechende Verfahren wurde in Abschnitt 2.6.4 erläutert und auf die in dieser Arbeit gewonnenen ESFADOF-Spektren angewendet. Die spontane Brillouin-Streuung besteht aus zwei symmetrisch um ν_B verschobenen Lorentz-Linien mit der Breite $\Delta\nu_B$. Das Spektrum kann nach

Tabelle A.1: Koeffizienten der empirisch ermittelten Taylor-Entwicklung für die Schallgeschwindigkeit in Wasser $v_s(T, S)$ nach Del Grosso [54].

$c_0 = 1402,392 \text{ m/s}$	$c_4 = 1,32952290781 \text{ m/s } (\text{‰})^{-1}$
$c_1 = 5,01109398873 \text{ m/s } (^\circ\text{C})^{-1}$	$c_5 = 0,000128955756844 \text{ m/s } (\text{‰})^{-2}$
$c_2 = -0,0550946843172 \text{ m/s } (^\circ\text{C})^{-2}$	$c_6 = -0,012562783426 \text{ m/s } (^\circ\text{C})^{-1} (\text{‰})^{-1}$
$c_3 = 0,00022153596924 \text{ m/s } (^\circ\text{C})^{-3}$	$c_7 = 0,000096840315641 \text{ m/s } (^\circ\text{C})^{-2} (\text{‰})^{-1}$

Tabelle A.2: Koeffizienten der empirisch ermittelten Taylor-Entwicklung für den Brechungsindex von Wasser $n(T, S, \lambda)$ nach Quan und Fry [55].

$n_0 = 1,31405$	$n_5 = 15,868 \text{ nm}$
$n_1 = 1,779 \times 10^{-4} (\text{‰})^{-1}$	$n_6 = 0,01155 \text{ nm } (\text{‰})^{-1}$
$n_2 = -1,05 \times 10^{-6} (^\circ\text{C})^{-1} (\text{‰})^{-1}$	$n_7 = -0,00423 \text{ nm } (^\circ\text{C})^{-1}$
$n_3 = 1,6 \times 10^{-8} (^\circ\text{C})^{-2} (\text{‰})^{-1}$	$n_8 = -4382 (\text{nm})^2$
$n_4 = -2,02 \times 10^{-6} (^\circ\text{C})^{-2}$	$n_9 = 1,1455 \times 10^6 (\text{nm})^3$

Tabelle A.3: Koeffizienten der empirisch ermittelten Taylor-Entwicklung für die Linienbreite der Brillouin-Streuung in Wasser $\Delta\nu_B(T, S)$ nach Daten von Fry et al. [57] und Anpassung von Popescu [16].

$a_0 = 1,683(57) \text{ GHz}$	$a_3 = -6(2) \times 10^{-5} \text{ GHz } (^\circ\text{C})^{-3}$
$a_1 = -0,128(15) \text{ GHz } (^\circ\text{C})^{-1}$	$a_4 = 0,0047(14) \text{ GHz } (\text{‰})^{-1}$
$a_2 = 0,0047(10) \text{ GHz } (^\circ\text{C})^{-2}$	$a_5 = -1,82(78) \times 10^{-4} \text{ GHz } (^\circ\text{C})^{-1} (\text{‰})^{-1}$

Gleichung (2.13) als Funktion der Verstimmung von der eingestrahlten Laserfrequenz $\Delta\nu$ berechnet werden, normiert auf die Gesamtintensität $2I_B$:

$$S_B(\Delta\nu, \nu_B(T, S), \Delta\nu_B(T, S)) = \frac{I_B}{\pi} \left(\frac{\Delta\nu_B/2}{(\Delta\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} + \frac{\Delta\nu_B/2}{(\Delta\nu + \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \right).$$

Hierzu muss die Linienbreite $\Delta\nu_B$ bekannt sein. Sie wurde von Fry et al. als Funktion der Temperatur bei zwei verschiedenen Salzgehalten und einer Wellenlänge von $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$ vermessen [57]. In der Dissertation von Popescu wurde ein Taylor-Polynom als Funktion von S und T an die Daten angepasst [16]:

$$\Delta\nu_B(T, S) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 S + a_5 ST. \quad (\text{A.3})$$

Die Taylor-Koeffizienten sind in Tabelle A.3 aufgeführt. Die Genauigkeit der zugrundeliegenden Daten ist verbesserungswürdig und resultiert in Anpassungsresiduen von bis zu 0,3 GHz. Im Sinne einer genaueren Berechnung des Brillouin-Spektrums ist die zukünftige Gewinnung verlässlicherer Daten wünschenswert.

Die Linienbreite ist nach Gleichung (2.11) proportional zum inversen Quadrat der eingestrahlten Lichtwellenlänge. Zur Anwendung in dieser Arbeit wurden die nach Gleichung (A.3) berechneten Werte daher mit dem Korrekturfaktor $(\lambda_1/\lambda_2)^2$ auf die Arbeitswellenlänge von $\lambda_2 = 543,3 \text{ nm}$ angepasst.

Literaturverzeichnis

- [1] N. Gelpke, M. Visbeck. *World Ocean Review 1: Living with the oceans*. Mare (2010)
- [2] G. R. Bigg, T. D. Jickells, P. S. Liss, T. J. Osborn. *The role of the oceans in climate*. International Journal of Climatology **23** (2003)(10) 1127–1159
- [3] R. H. Stewart. *Introduction to physical oceanography*. Texas A&M University (2005)
- [4] A. von der Heydt. *Die Physik der Ozeanströme*. Physik Journal **11** (2011) 23–29
- [5] M. L. Vianna, V. V. Menezes, A. B. Pezza, I. Simmonds. *Interactions between Hurricane Catarina (2004) and warm core rings in the South Atlantic Ocean*. Journal of Geophysical Research **115** (2010)(C7) C07002
- [6] H. Sodemann, H. Wernli, C. Schwierz. *Sources of water vapour contributing to the Elbe flood in August 2002-A tagging study in a mesoscale model*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **135** (2009)(638) 205–223
- [7] S. Levitus, J. I. Antonov, J. Wang, T. L. Delworth, K. W. Dixon, A. J. Broccoli. *Anthropogenic warming of Earth's climate system*. Science **292** (2001)(5515) 267–70
- [8] G. L. Mellor, P. A. Durbin. *The Structure and Dynamics of the Ocean Surface Mixed Layer*. Journal of Physical Oceanography **5** (1975)(4) 718–728
- [9] T. Fujii, T. Fukuchi. *Laser remote sensing*. CRC Press, 97. Aufl. (2005)
- [10] C. Weitkamp. *Lidar - Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, Bd. 102 von Springer Series in Optical Sciences. Springer (2005)
- [11] J. L. Guagliardo, H. L. Dufilho. *Range-resolved Brillouin scattering using a pulsed laser*. Rev. Sci. Instrum. **51** (1980)(1) 79–81
- [12] G. Hickman, J. M. Harding, M. Carnes, A. Pressman, G. W. Kattawar, E. S. Fry. *Aircraft laser sensing of sound velocity in water: Brillouin scattering*. Remote Sensing of Environment **36** (1991)(3) 165–178
- [13] E. S. Fry, Y. Emery, X. Quan, J. W. Katz. *Accuracy limitations on Brillouin lidar measurements of temperature and sound speed in the ocean*. Applied Optics **36** (1997)(27) 6887–94

- [14] J. F. Price. *Upper Ocean Response to a Hurricane*. Journal of Physical Oceanography **11** (1981)(2) 153–175
- [15] K.-M. Schorstein. *Aufbau eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker*. Dissertation, TU Darmstadt (2009)
- [16] A. L. Popescu. *Assessment of a Rubidium ESFADOF Edge-Filter as Receiver for a Brillouin-Lidar Capable of Remotely Measuring Oceanic Temperature Profiles*. Dissertation, TU Darmstadt (2010)
- [17] C. Garrett. *Processes in the surface mixed layer of the ocean*. Dynamics of Atmospheres and Oceans **23** (1996)(1-4) 19–34
- [18] D. R. J. Locarnini, R. A., A. V. Mishonov, J. I. Antonov, T. P. Boyer, H. E. Garcia, O. K. Baranova, M. M. Zweng. *World Ocean Atlas 2009, Volume 1: Temperature*. U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. (2010)
- [19] D. R. J. Locarnini, R. A., A. V. Mishonov, J. I. Antonov, T. P. Boyer, H. E. Garcia, O. K. Baranova, M. M. Zweng. *World Ocean Atlas 2009, Volume 2: Salinity*. U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. (2010)
- [20] G. Dietrich, K. Kalle, W. Krauss, G. Siedler. *Allgemeine Meereskunde. Eine Einführung in die Ozeanographie*. Gebrüder Borntraeger (1975)
- [21] D. J. Segelstein. *The complex refractive index of water*. MSc thesis, University of Missouri-Kansas City (1981)
- [22] R. M. Pope, E. S. Fry. *Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements*. Applied Optics **36** (1997)(33) 8710–8723
- [23] A. Morel, S. Maritorena. *Bio-optical properties of oceanic waters: A reappraisal*. Journal of Geophysical Research **106** (2001)(C4) 7163–7180
- [24] C. C. Walton, W. G. Pichel, J. F. Sapper, D. A. May. *The development and operational application of nonlinear algorithms for the measurement of sea surface temperatures with the NOAA polar-orbiting environmental satellites*. Journal of Geophysical Research: Oceans **103** (1998)(C12) 27999–28012
- [25] F. J. Wentz. *Satellite Measurements of Sea Surface Temperature Through Clouds*. Science **288** (2000)(5467) 847–850
- [26] P. F. Cummins. *A regional index of northeast Pacific variability based on satellite altimeter data*. Geophysical Research Letters **32** (2005)(17) L17607
- [27] G. Budéus. *Autonomous Daily CTD Profiles Between 3700 Meters and the Ocean Surface*. Sea Technology (2009)(10) 45–48
- [28] F. Reseghetti. *Comparison between quasi-contemporaneous and co-located CTD and XBT measurements*. Technischer Bericht, EU Project EVK3-2001-00174 (2003)

- [29] M. H. Sessions, T. P. Barnett, W. S. Wilson. *The airborne expendable bathythermograph*. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts **23** (1976)(8) 779–782
- [30] Argo Project Office. *Argo - part of the integrated global observation strategy*. <http://www.argo.ucsd.edu/>, abgerufen am 21. Juni 2013
- [31] B. D. Dushaw, P. F. Worcester, W. H. Munk, R. C. Spindel, J. A. Mercer, B. M. Howe, K. Metzger, T. G. Birdsall, R. K. Andrew, M. A. Dzieciuch, B. D. Cornuelle, D. Menemenlis. *A decade of acoustic thermometry in the North Pacific Ocean*. Journal of Geophysical Research **114** (2009)(C7) C07021
- [32] U. Wandinger. *Introduction to lidar*. In C. Weitkamp (Hg.), *Lidar - Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*, Seiten 1–18. Springer (2005)
- [33] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature **187** (1960)(4736) 493–494
- [34] F. J. McClung, R. W. Hellwarth. *Giant Optical Pulsations from Ruby*. Applied Optics **1** (1962)(S1) 103–105
- [35] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich. *Generation of Optical Harmonics*. Physical Review Letters **7** (1961)(4) 118–119
- [36] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books (1986)
- [37] M. A. Lefsky, W. B. Cohen, G. G. Parker, D. J. Harding. *Lidar Remote Sensing for Ecosystem Studies*. BioScience **52** (2002)(1) 19
- [38] J. Levinson, J. Askeland, J. Becker, J. Dolson, D. Held, S. Kammel, J. Z. Kolter, D. Langer, O. Pink, V. Pratt, M. Sokolsky, G. Stanek, D. Stavens, A. Teichman, M. Werling, S. Thrun. *Towards fully autonomous driving: Systems and algorithms*. In *Intelligent Vehicles Symposium (IV), 2011 IEEE*, Seiten 163–168 (2011)
- [39] C. O. Alley, R. F. Chang, D. G. Curri, J. Mullendore, S. K. Poultney, J. D. Rayner, E. C. Silverberg, C. A. Steggerda, H. H. Plotkin, W. Williams, B. Warner, H. Richardson, B. Bopp. *Apollo 11 Laser Ranging Retro-Reflector: Initial Measurements from the McDonald Observatory*. Science **167** (1970)(3917) 368–70
- [40] T. W. Murphy, E. G. Adelberger, J. B. R. Battat, L. N. Carey, C. D. Hoyle, P. LeBlanc, E. Michelsen, K. Nordtvedt, A. E. Orin, J. D. Strasburg, C. W. Stubbs, H. E. Swanson, E. Williams. *The Apache Point Observatory Lunar Laser-ranging Operation: Instrument Description and First Detections*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific **120** (2008)(863) 20–37

- [41] M. Alpers, R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, J. Höffner. *Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman scattering*. Atmospheric Chemistry and Physics Discussions **4** (2004)(1) 923–938
- [42] A. Fix, G. Ehret, A. Hoffstädt, H. H. Klingenberg, C. Lemmerz. *CHARM - A helicopter-borne lidar system for pipeline monitoring*. 22nd International Laser Radar Conference (ILRC 2004), Proceedings of the Conference (2004)
- [43] G. C. Guenther, A. G. Cunningham, P. E. LaRocque, D. J. Reid. *Meeting the accuracy challenge in airborne lidar bathymetry*. EARSeL eProceedings (2000)(1) 1–27
- [44] J. H. Churnside, J. J. Wilson, V. V. Tatarskii. *Airborne lidar for fisheries applications*. Optical Engineering **40** (2001)(3) 406
- [45] V. Barale, M. Gade. *Remote sensing of the European seas*. Springer (2008)
- [46] D. Leonard, B. Caputo, F. E. Hoge. *Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering*. Applied Optics **18** (1979)(11) 1732–45
- [47] S. Burikov, I. Churina, S. Dolenko, T. Dolenko, V. Fadeev. *New approaches to determination of temperature and salinity of seawater by laser Raman spectroscopy*. EARSeL eProceedings **3** (2004)(3) 298–305
- [48] K. Cunningham. *Depolarization ratio studies on liquid water*. The Journal of Chemical Physics **59** (1973)(4) 2132
- [49] T. Dolenko, S. Burikov, A. Sabirov, V. Fadeev. *Remote determination of temperature and salinity in presence of dissolved organic matter in natural waters using laser spectroscopy*. EARSeL eProceedings **10** (2011)(2) 159–165
- [50] L. Mandel'shtam. *Light scattering by inhomogenous media*. Journal of the Russian physico-chemical society **58** (1926) 381
- [51] L. Brillouin. *Annales de Physique (Paris)* **17** (1921) 103
- [52] E. Gross. *Change of Wave-length of Light due to Elastic Heat Waves at Scattering in Liquids*. Nature **126** (1930)(3171) 201–202
- [53] J. Bai, J. Shi, M. Ouyang, X. Chen, W. Gong, H. Jing, J. Liu, D. Liu. *Method for measuring the threshold value of stimulated Brillouin scattering in water*. Optics Letters **33** (2008)(13) 1539
- [54] V. A. Del Grosso. *New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations)*. The Journal of the Acoustical Society of America **56** (1974)(4) 1084
- [55] X. Quan, E. S. Fry. *Empirical equation for the index of refraction of seawater*. Applied Optics **34** (1995)(18) 3477–80

- [56] I. L. Fabelinskii. *Molecular Scattering of Light*. Springer (1968)
- [57] E. S. Fry, J. Katz, D. Liu, T. Walther. *Temperature dependence of the Brillouin linewidth in water*. *Journal of Modern Optics* **49** (2002)(3-4) 411–418
- [58] L. Landau, G. Placzek. *Physik. Z. Sowjetunion* **5** (1934) 172
- [59] C. L. O'Connor, J. P. Schlupp. *Brillouin Scattering in Water: The Landau-Placek Ratio*. *The Journal of Chemical Physics* **47** (1967)(1) 31–38
- [60] C. L. O'Connor, J. P. Schlupf. *Brillouin Scattering in Water: The Landau-Placek Ratio*. *The Journal of Chemical Physics* **47** (1967)(1) 31–38
- [61] J. Rouch. *Brillouin scattering studies of normal and supercooled water*. *The Journal of Chemical Physics* **65** (1976)(10) 4016
- [62] R. Allemeier, J. Wagner, K. Telschow. *Limitations for heterodyne detection of Brillouin scattered light*. Technischer Bericht, Lockheed Idaho Technologies Co. (1995)
- [63] S. W. Henderson, P. Gatt, D. Rees, R. M. Huffaker. *Wind-LIDAR*. In T. Fujii, T. Fukuchi (Hg.), *Laser Remote Sensing*. CRC Press (2005)
- [64] C. L. Korb, B. M. Gentry, C. Y. Weng. *Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric wind*. *Applied Optics* **31** (1992)(21) 4202–13
- [65] J. G. Hirschberg, A. W. Wouters, K. M. Simon, J. D. Byrne, C. E. Deverdun. *Laser application to measure vertical sea temperature and turbidity*. Technischer Bericht, NASA Report CR-144865 (1976)
- [66] J. L. Guagliardo, H. L. Dufilho. *Range-resolved Brillouin scattering using a pulsed laser*. *Review of Scientific Instruments* **51** (1980)(1) 79
- [67] J. G. Hirschberg, J. D. Byrne, A. W. Wouters, G. C. Boynton. *Speed of sound and temperature in the ocean by Brillouin scattering*. *Applied Optics* **23** (1984)(15) 2624
- [68] W. Gong, J. Shi, G. Li, D. Liu, J. W. Katz, E. S. Fry. *Calibration of edge technique considering variation of Brillouin line width at different temperatures of water*. *Applied Physics B* **83** (2006)(2) 319–322
- [69] E. S. Fry, Q. Hu, X. Li. *Single frequency operation of an injection-seeded Nd:YAG laser in high noise and vibration environments*. *Applied Optics* **30** (1991)(9) 1015
- [70] A. Popescu, K. Schorstein, T. Walther. *A novel approach to a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the ocean temperature*. *Applied Physics B* **79** (2004)(8) 955–961

- [71] K. Schorstein, G. Scheich, A. Popescu, T. Walther, E. S. Fry. *A Fiber Amplifier and an ESFADOF: Developments for a Transceiver in a Brillouin Lidar*. *Laser Physics* **17** (2007)(7) 975–982
- [72] J. Shi, G. Li, W. Gong, J. Bai, Y. Huang, Y. Liu, S. Li, D. Liu. *A lidar system based on stimulated Brillouin scattering*. *Applied Physics B* **86** (2007)(1) 177–179
- [73] J. Shi, M. Ouyang, W. Gong, S. Li, D. Liu. *A Brillouin lidar system using F-P etalon and ICCD for remote sensing of the ocean*. *Applied Physics B* **90** (2008)(3-4) 569–571
- [74] E. Snitzer. *Proposed Fiber Cavities for Optical Masers*. *Journal of Applied Physics* **32** (1961)(1) 36
- [75] C. J. Koester, E. Snitzer. *Amplification in a Fiber Laser*. *Applied Optics* **3** (1964)(10) 1182
- [76] R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey, D. Payne. *Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μ m*. *Electronics Letters* **23** (1987)(19) 1026
- [77] J. Limpert, F. Roser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, T. Peschel, R. Eberhardt, A. Tünnermann. *The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers*. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **13** (2007)(3) 537–545
- [78] D. J. Richardson, J. Nilsson, W. A. Clarkson. *High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]*. *Journal of the Optical Society of America B* **27** (2010)(11) B63
- [79] E. Stiles. *New Developments in IPG Fiber Laser Technology*. In *Proceedings of the 5th International Workshop on Fiber Lasers* (2009)
- [80] B. Shiner. *The fibre laser: Delivering power*. *Nature Photonics* **4** (2010)(5) 290–290
- [81] A. Carter, E. Li. *Recent progress in high-power fiber lasers for high-power and high-quality material processing applications*. In I. A. Shcherbakov, K. Xu, Q. Wang, A. V. Priezhev, V. I. Pustovoy (Hg.), *Proc. SPIE 6344, Advanced Laser Technologies 2005*, Seiten 63440F–63440F–5 (2006)
- [82] M. Baumgartl, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Limpert, A. Tünnermann. *65 W of average power and 6-MW peak power generation from a mode-locked fiber oscillator*. In E. C. Honea (Hg.), *Proc. SPIE 8237, Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications*, Seiten 82370H–82370H–5 (2012)
- [83] M. Lang, T. Hellerer, J. Stuhler. *Technology and applications of ultrafast fiber lasers*. In J. Yao, X. C. Zhang, D. Yan, J. Liu (Hg.), *Proc. SPIE 8330, Photonics and Optoelectronics Meetings (POEM) 2011: Laser and Terahertz Science and Technology*, Seiten 833007–833007–10 (2012)

- [84] M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, T. Sugiura, T. Hirosumi, M. Yoshida. *Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses*. Applied Physics Letters **85** (2004)(18) 3974
- [85] A. C. Millard, P. W. Wiseman, D. N. Fittinghoff, K. R. Wilson, J. A. Squier, M. Müller. *Third-Harmonic Generation Microscopy by Use of a Compact, Femtosecond Fiber Laser Source*. Applied Optics **38** (1999)(36) 7393
- [86] A. Arai, J. Xu, J. Sohn, G. C. Cho. *Applications of femtosecond fiber lasers in material processing*. In *2011 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and 12th European Quantum Electronics Conference (CLEO EUROPE/EQEC)*, Seite 1. IEEE (2011)
- [87] J.-P. Cariou, B. Augere, M. Valla. *Laser source requirements for coherent lidars based on fiber technology*. Comptes Rendus Physique **7** (2006)(2) 213–223
- [88] C. G. Carlson, P. D. Dragic, R. K. Price, J. J. Coleman, G. R. Swenson. *A Narrow-Linewidth, Yb Fiber-Amplifier-Based Upper Atmospheric Doppler Temperature Lidar*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **15** (2009)(2) 451–461
- [89] R. Paschotta, J. Nilsson, A. Tropper, D. Hanna. *Ytterbium-doped fiber amplifiers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **33** (1997)(7) 1049–1056
- [90] J. Limpert, S. Höfer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Knoke, H. Voelckel. *100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier*. Applied Physics B **75** (2002)(4-5) 477–479
- [91] N. A. Mortensen. *Air-clad fibers: pump absorption assisted by chaotic wave dynamics?* Optics Express **15** (2007)(14) 8988
- [92] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, A. Tünnermann. *Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation*. Light: Science & Applications **1** (2012)(4) e8
- [93] R. F. Cregan. *Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air*. Science **285** (1999)(5433) 1537–1539
- [94] H. Pask, R. Carman, D. Hanna, A. Tropper, C. Mackechnie, P. Barber, J. Dawes. *Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1–1.2 μm region*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **1** (1995)(1) 2–13
- [95] R. T. Su, P. Zhou, H. Xiao, X. L. Wang, X. J. Xu. *96.2 W all-fiberized nanosecond single-frequency fiber MOPA*. Laser Physics **22** (2011)(1) 248–251
- [96] R. Nicolaescu, E. S. Fry, T. Walther. *Generation of near-Fourier-transform-limited high-energy pulses in a chain of fiber-bulk amplifiers*. Optics Letters **26** (2001)(1) 13

- [97] L. Lago, D. Bigourd, A. Mussot, M. Douay, E. Hugonnot. *High-energy temporally shaped nanosecond-pulse master-oscillator power amplifier based on ytterbium-doped single-mode microstructured flexible fiber*. Optics Letters **36** (2011)(5) 734
- [98] C. D. Brooks, F. Di Teodoro. *1-mJ energy, 1-MW peak-power, 10-W average-power, spectrally narrow, diffraction-limited pulses from a photonic-crystal fiber amplifier*. Optics Express **13** (2005)(22) 8999
- [99] C. Ye, M. Gong, P. Yan, Q. Liu, G. Chen. *Linearly-polarized single-transverse-mode high-energy multi-ten nanosecond fiber amplifier with 50W average power*. Optics Express **14** (2006)(17) 7604
- [100] A. Galvanauskas, M.-Y. Cheng, K.-C. Hou, K.-H. Liao. *High Peak Power Pulse Amplification in Large-Core Yb-Doped Fiber Amplifiers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **13** (2007)(3) 559–566
- [101] T. Führer, D. Stang, T. Walther. *Actively controlled tuning of an external cavity diode laser by polarization spectroscopy*. Optics Express **17** (2009)(7) 4991–6
- [102] J. Heck. *Eine Verdopplungseinheit für das Brillouin-Projekt*. BSc Thesis, TU Darmstadt (2011)
- [103] I. P. Kaminow, E. H. Turner. *Electrooptic Light Modulators*. Applied Optics **5** (1966)(10) 1612
- [104] M. Roth, M. Tseitlin, N. Angert. *Oxide crystals for electro-optic Q-switching of lasers*. Glass Physics and Chemistry **31** (2005)(1) 86–95
- [105] H. Gouraud. Fa. Photline Technologies, Persönliche Kommunikation (2011)
- [106] F. R. Miele. *Ultrasound Physics and Instrumentation, 4th Edition*. Pegasus Lectures, Inc. (2006)
- [107] R. Schulz. *Gepulster Faserverstärker mit Frequenzverdopplung zu 543 nm für ein Brillouin-LIDAR*. MSc Thesis, TU Darmstadt (2012)
- [108] K. Lu, N. K. Dutta. *Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass*. Journal of Applied Physics **91** (2002)(2) 576
- [109] M. Revermann. Fa. NKT Photonics, Persönliche Kommunikation (2013)
- [110] T. A. Driscoll, H. J. Hoffman, R. E. Stone, P. E. Perkins. *Efficient second-harmonic generation in KTP crystals*. Journal of the Optical Society of America B **3** (1986)(5) 683
- [111] A. J. W. Brown, M. S. Bowers, K. W. Kangas, C. H. Fisher. *High-energy, high-efficiency second-harmonic generation of 1064-nm radiation in KTP*. Optics Letters **17** (1992)(2) 109

- [112] DIN EN ISO Standard 11146. *Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für Laserstrahlabbmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen*. (2005)
- [113] J. M. Beckers, L. Dickson, R. S. Joyce. *Observing the sun with a fully tunable Lyot-Ohman filter*. *Applied Optics* **14** (1975)(9) 2061
- [114] S. Šašić, Y. Ozaki (Hg.). *Raman, Infrared, and Near-Infrared Chemical Imaging*. John Wiley & Sons (2010)
- [115] E. J. Korevaar, J. H. Menders. *Voigt filter*. Patent US 5731585 A (1998)
- [116] J. Menders, K. Benson, S. H. Bloom, C. S. Liu, E. Korevaar. *Ultrannarrow line filtering using a Cs Faraday filter at 852 nm*. *Optics Letters* **16** (1991)(11) 846
- [117] J. Gelbwachs. *Atomic resonance filters*. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24** (1988)(7) 1266–1277
- [118] J. Menders, P. Searcy, K. Roff, E. Korevaar. *Blue cesium Faraday and Voigt magneto-optic atomic line filters*. *Optics Letters* **17** (1992)(19) 1388
- [119] A. Righi. *Sur l'absorption de la lumière produite par un corps placé dans un champ magnétique*. *Comptes Rendus* **127** (1898) 216
- [120] D. Macaloso, O. M. Corbino. *Sur une nouvelle action subie par la lumière traversant certaines vapeurs métalliques dans un champ magnétique*. *Comptes Rendus* **127** (1898) 548
- [121] P. Oppeneer. *Handbook of Magnetic Materials*, Vol. 13. Elsevier (2001)
- [122] T. Appourchaux. *The Faraday effect in a magneto-optical filter*. *Solar Physics* **109** (1987)(2) 393–397
- [123] Y. Öhman. *On some New Auxiliary Instruments in Astrophysical Research*. *Stockholms Observatorium Annaler* **19** (1956)(4) 9–11
- [124] H. Chen, C. Y. She, P. Searcy, E. Korevaar. *Sodium-vapor dispersive Faraday filter*. *Optics Letters* **18** (1993)(12) 1019–21
- [125] E. T. Dressler, A. E. Laux, R. I. Billmers. *Theory and experiment for the anomalous Faraday effect in potassium*. *Journal of the Optical Society of America B* **13** (1996)(9) 1849
- [126] D. J. Dick, T. M. Shay. *Ultrahigh-noise rejection optical filter*. *Optics Letters* **16** (1991)(11) 867
- [127] J. A. Zielinska, F. A. Beduini, N. Godbout, M. W. Mitchell. *Ultrannarrow Faraday rotation filter at the Rb D1 line*. *Optics Letters* **37** (2012)(4) 524
- [128] X. Chen, V. L. Telegdi, A. Weis. *Magneto-optical rotation near the caesium D 2 line (Macaluso-Corbino effect) in intermediate fields: I. Linear regime*. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **20** (1987)(21) 5653–5662

- [129] J. Gelbwachs. *A Fraunhofer-wavelength magnetooptic atomic filter at 422.7 nm*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (1993)(8) 2379–2384
- [130] G. J. Roberts, P. E. G. Baird, M. W. S. M. Brimicombe, P. G. H. Sandars, D. R. Selby, D. N. Stacey. *The Faraday effect and magnetic circular dichroism in atomic bismuth*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **13** (1980)(7) 1389–1402
- [131] C. S. Liu, P. J. Chantry, C. L. Chen. *A 535 nm Active Atomic Line Filter Employing The Thallium Metastable State As An Absorbing Medium*. In E. P. Chicklis, D. W. Trainor (Hg.), *SPIE 0709, Laser Research and Development in the Northeast*, Seiten 132–138 (1987)
- [132] B. P. Oehry, W. Schupita, G. Magerl. *Lamp-pumped thallium atomic line filter at 535,046 nm*. Optics Letters **16** (1991)(20) 1620
- [133] J. Gelbwachs, Y. Chan. *Passive Fraunhofer-wavelength atomic filter at 460.7 nm*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28** (1992)(11) 2577–2581
- [134] A. Popescu, T. Walther. *On the Potential of Faraday Anomalous Dispersion Optical Filters as High-Resolution Edge Filters*. Laser Physics **15** (2005)(1) 55–60
- [135] R. I. Billmers, S. K. Gayen, M. F. Squicciarini, V. M. Contarino, W. J. Scharpf, D. M. Allocca. *Experimental demonstration of an excited-state Faraday filter operating at 532 nm*. Optics Letters **20** (1995)(1) 106
- [136] L. Zhang. *Experimental study on optimization of the working conditions of excited state Faraday filter*. Optics Communications **152** (1998)(4-6) 275–279
- [137] Y. Peng, W. Zhang, L. Zhang, J. Tang. *Analyses of transmission characteristics of Rb, ^{85}Rb and ^{87}Rb Faraday optical filters at 532 nm*. Optics Communications **282** (2009)(2) 236–241
- [138] M. J. Lefebvre, D. H. Leslie, Z.-Q. Zhao. *Excited state atomic line filters*. Patent US 7058110 B2 (2006)
- [139] Z.-Q. Zhao, D. H. Leslie, M. J. Lefebure. *Tracking system with excited state atomic line filter*. Patent US 7821624 B2 (2010)
- [140] M. Cimino, A. Cacciani, N. Sopranzi. *An instrument to measure solar magnetic fields by an atomic-beam method*. Solar Physics **3** (1968)(4) 618–622
- [141] G. Agnelli, A. Cacciani, M. Fofi. *The magneto-optical filter, I: Preliminary observations in Na D Lines*. Solar Physics **44** (1975)(2) 509–518
- [142] A. Cacciani, M. Fofi. *The magneto-optical filter, II: Velocity field measurements*. Solar Physics **59** (1978)(1) 179–189

-
- [143] W. Finsterle, S. M. Jefferies, A. Cacciani, P. Rapex, C. Giebink, A. Knox, V. DiMartino. *Seismology of the solar atmosphere*. Solar Physics **220** (2004)(2) 317–331
- [144] M. Oliviero, G. Severino, G. Esposito. *Planning magneto-optical filters for the study of magnetic oscillations of the Sun*. Astrophysics and Space Science **328** (2010)(1-2) 325–329
- [145] T. Junxiong, W. Qingji, L. Yimin, Z. Liang, G. Jianhua, D. Minghao, K. Jiankun, Z. Lemin. *Experimental study of a model digital space optical communication system with new quantum devices*. Applied Optics **34** (1995)(15) 2619
- [146] F. Wolfgramm, A. Cerè, F. A. Beduini, A. Predojević, M. Koschorreck, M. W. Mitchell. *Squeezed-Light Optical Magnetometry*. Physical Review Letters **105** (2010)(5) 053601
- [147] F. Wolfgramm, Y. A. de Icaza Astiz, F. A. Beduini, A. Cerè, M. W. Mitchell. *Atom-Resonant Heralded Single Photons by Interaction-Free Measurement*. Physical Review Letters **106** (2011)(5) 053602
- [148] F. Li, X. Cheng, X. Lin, Y. Yang, K. Wu, Y. Liu, S. Gong, S. Song. *A Doppler lidar with atomic Faraday devices frequency stabilization and discrimination*. Optics & Laser Technology **44** (2012)(6) 1982–1986
- [149] K. Choi, J. Menders, P. Searcy, E. Korevaar. *Optical feedback locking of a diode laser using a cesium Faraday filter*. Optics Communications **96** (1993)(4-6) 240–244
- [150] Y. Wang, S. Zhang, D. Wang, Z. Tao, Y. Hong, J. Chen. *Nonlinear optical filter with ultranarrow bandwidth approaching the natural linewidth*. Optics Letters **37** (2012)(19) 4059
- [151] W.-B. Lin, Z.-Q. Zhou, C.-F. Li, G.-C. Guo. *Proposed solid-state Faraday anomalous-dispersion optical filter*. Physical Review A **84** (2011)(5) 055803
- [152] H. Chen, M. A. White, D. A. Krueger, C. Y. She. *Daytime mesopause temperature measurements with a sodium-vapor dispersive Faraday filter in a lidar receiver*. Optics Letters **21** (1996)(15) 1093
- [153] C. Fricke-Begemann, M. Alpers, J. Höffner. *Daylight rejection with a new receiver for potassium resonance temperature lidars*. Optics Letters **27** (2002)(21) 1932–4
- [154] J. Höffner, C. Fricke-Begemann. *Accurate lidar temperatures with narrow-band filters*. Optics Letters **30** (2005)(8) 890
- [155] W. Huang, X. Chu, B. P. Williams, S. D. Harrell, J. Wiig, C.-Y. She. *Na double-edge magneto-optic filter for Na lidar profiling of wind and temperature in the lower atmosphere*. Optics Letters **34** (2009)(2) 199

- [156] W. Huang, X. Chu, J. Wiig, B. Tan, C. Yamashita, T. Yuan, J. Yue, S. D. Harrell, C.-Y. She, B. P. Williams, J. S. Friedman, R. M. Hardesty. *Field demonstration of simultaneous wind and temperature measurements from 5 to 50 km with a Na double-edge magneto-optic filter in a multi-frequency Doppler lidar*. Optics Letters **34** (2009)(10) 1552
- [157] P. Yeh. *Dispersive magneto-optic filters*. Applied Optics **21** (1982)(11) 2069–75
- [158] B. Yin, T. M. Shay. *Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter*. Optics Letters **16** (1991)(20) 1617
- [159] B. Yin, T. M. Shay. *A potassium Faraday anomalous dispersion optical filter*. Optics Communications **94** (1992)(1-3) 30–32
- [160] B. Yin, L. S. Alvarez, T. M. Shay. *The Rb 780-nanometer Faraday anomalous dispersion optical filter: theory and experiment*. TDA Progress Report **42** (1994) 71–85
- [161] Y. Yang, X. Cheng, F. Li, X. Hu, X. Lin, S. Gong. *A flat spectral Faraday filter for sodium lidar*. Optics Letters **36** (2011)(7) 1302–4
- [162] T. Holstein. *Imprisonment of Resonance Radiation in Gases*. Physical Review **72** (1947)(12) 1212–1233
- [163] A. F. Molisch, B. P. Oehry. *Radiation trapping in atomic vapours*. Oxford University Press (1998)
- [164] L. Barbier, M. Cheret. *Energy pooling process in rubidium vapour*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **16** (1983)(17) 3213–3228
- [165] W. C. Stwalley, J. T. Bahns. *Atomic, molecular, and photonic processes in laser-induced plasmas in alkali metal vapors*. Laser and Particle Beams **11** (1993)(01) 185
- [166] M. V. Romalis. *Hybrid Optical Pumping of Optically Dense Alkali-Metal Vapor without Quenching Gas*. Physical Review Letters **105** (2010)(24) 243001
- [167] M. A. Mahmoud, Y. E. E. Gamal. *Effect of energy pooling collisions in formation of a cesium plasma by continuous wave resonance excitation*. Optica Applicata **40** (2010)(1) 129–141
- [168] C. Vadla, V. Horvatic, D. Veza, K. Niemax. *Resonantly laser induced plasmas in gases: The role of energy pooling and exothermic collisions in plasma breakdown and heating*. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **65** (2010)(1) 33–45
- [169] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team. *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.0) (Online)* (2012)

- [170] D. A. Steck. *Quantum and Atom Optics (revision 0.8.3, 25 May 2012)*. <http://steck.us/teaching> (2012)
- [171] E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino. *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*. *Reviews of Modern Physics* **49** (1977)(1) 31–75
- [172] D. A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data (revision 2.1.5, 19 September 2012)*. <http://steck.us/alkalidata> (2012)
- [173] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data (revision 2.1.4, 23 December 2010)*. <http://steck.us/alkalidata> (2010)
- [174] E. B. Alexandrov, M. P. Chaika, G. I. Khvostenko. *Interference of atomic states*. Springer (1993)
- [175] A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan. *Hyperfine Paschen-Back regime realized in Rb nanocell*. *Optics Letters* **37** (2012)(8) 1379
- [176] A. Sargsyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan. *Splitting of the electromagnetically induced transparency resonance on ^{85}Rb atoms in strong magnetic fields up to the Paschen-Back regime*. *JETP Letters* **96** (2012)(5) 303–307
- [177] H. Haken, H. C. Wolf, W. D. Brewer. *The Physics of Atoms and Quanta: Introduction to Experiments and Theory*. Springer (2005)
- [178] D. Walldorf. *On a $5p_{3/2} \rightarrow 8d_{5/2}$ Excited-state Faraday Anomalous Dispersion Optical Filter (EFADOF)*. Diplomarbeit, TU Darmstadt (2005)
- [179] W. Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. Springer (2011)
- [180] R. K. Bell, B. 1995 *Atomic Line Data*. Kurucz CD-ROM **23** (1995)
- [181] L. Weller, R. J. Bettles, P. Siddons, C. S. Adams, I. G. Hughes. *Absolute absorption on the rubidium D1 line including resonant dipole-dipole interactions*. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44** (2011)(19) 195006
- [182] E. Lewis. *Collisional relaxation of atomic excited states, line broadening and interatomic interactions*. *Physics Reports* **58** (1980)(1) 1–71
- [183] C. B. Alcock, V. P. Itkin, M. K. Horrigan. *Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298-2500K*. *Canadian Metallurgical Quarterly* **23** (1984)(3) 309–313
- [184] V. Lucarini, K.-E. Peiponen, J. J. Saarinen, E. M. Vartiainen. *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*, Bd. 110 von *Springer Series in Optical Sciences*. Springer (2005)

- [185] A. Rudolf, T. Walther. *High-transmission excited-state Faraday anomalous dispersion optical filter edge filter based on a Halbach cylinder magnetic-field configuration*. Optics Letters **37** (2012)(21) 4477–9
- [186] A. R. Marino. *Application Note NAS02-i - Field homogeneity in Helmholtz Coils*. Technischer Bericht, Fa. Serviciencia S.L. (2008)
- [187] L. Guendouz, S. M. O. A. Ghaly, A. Hedjiedj, J.-M. Escanyé, D. Canet. *Improved Helmholtz-type magnetic resonance imaging coils with high- B_1 homogeneity - Spherical and ellipsoidal four-coil systems*. Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering **33B** (2008)(1) 9–20
- [188] A. R. Marino. Fa. Serviciencia S.L., e-Mail-Kommunikation (2010)
- [189] E. P. Furlani. *Permanent Magnet and Electromechanical Devices: Materials, Analysis, and Applications*. Elsevier (2001)
- [190] B. D. Cullity, C. D. Graham. *Introduction to magnetic materials*. Wiley-IEEE Press (2011)
- [191] J. Coey. *Rare-earth magnets*. Endeavour **19** (1995)(4) 146–151
- [192] K. Halbach. *Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material*. Nuclear Instruments and Methods **169** (1980)(1) 1–10
- [193] K. Halbach. *Application of permanent magnets in accelerators and electron storage rings (invited)*. Journal of Applied Physics **57** (1985)(8) 3605
- [194] K. Halbach. *Permanent magnets for production and use of high energy particle beams*. In *Proceedings of the Eighth International Workshop on Rare Earth Cobalt Permanent Magnets and Their Applications* (1985)
- [195] B. Manz, M. Benecke, F. Volke. *A simple, small and low cost permanent magnet design to produce homogeneous magnetic fields*. Journal of magnetic resonance **192** (2008)(1) 131–8
- [196] V. Demas, P. J. Prado. *Compact magnets for magnetic resonance*. Concepts in Magnetic Resonance Part A **34A** (2009)(1) 48–59
- [197] H. Soltner, P. Blümmler. *Dipolar Halbach magnet stacks made from identically shaped permanent magnets for magnetic resonance*. Concepts in Magnetic Resonance Part A **36A** (2010)(4) 211–222
- [198] Z. Q. Zhu, Z. P. Xia, K. Atallah, G. W. Jewell, D. Howe. *Novel permanent magnet machines using Halbach cylinders*. In *Power Electronics and Motion Control Conference, 2000. Proceedings. IPERC 2000. The Third International. Vol. 2. IEEE* (2000)
- [199] P. Cheiney, O. Carraz, D. Bartoszek-Bober, S. Faure, F. Vermersch, C. M. Fabre, G. L. Gattobigio, T. Lahaye, D. Guéry-Odelin, R. Mathevet. *A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration*. The Review of scientific instruments **82** (2011)(6) 063115

- [200] M. Kumada, E. Antokhin, Y. Iwashita, M. Aoki, E. Sugiyama. *Super Strong Permanent Dipole Magnet*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity **14** (2004)(2) 1287–1289
- [201] W. M. Haynes. *CRC handbook of chemistry and physics 2011*. CRC Press (2011)
- [202] V. Talluto. *Optimierung des ESFADOF-Pumpprozesses in einem Brillouin-LIDAR*. MSc Thesis, TU Darmstadt (2011)
- [203] R. M. Measures, N. Drewell, P. Cardinal. *Electron- and ion-beam transportation channel formation by laser ionization based on resonance saturation-LIBORS*. Journal of Applied Physics **50** (1979)(4) 2662
- [204] R. M. Measures, N. Drewell, P. Cardinal. *Laser interaction based on resonance saturation (LIBORS): an alternative to inverse bremsstrahlung for coupling laser energy into a plasma*. Applied Optics **18** (1979)(11) 1824
- [205] R. M. Measures. *A theoretical model of laser ionization of alkali vapors based on resonance saturation*. Journal of Applied Physics **52** (1981)(3) 1269
- [206] S. Porto. *Light Scattering with Laser Sources*. In G. B. Wright (Hg.), *Light Scattering Spectra of Solids*, Seiten 1–24. Springer (1969)
- [207] Hamamatsu Photonics K.K. Editorial Committee. *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*. Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Division (2006)
- [208] M. Jonasz, G. R. Fournier. *Light Scattering by Particles in Water: Theoretical and Experimental Foundations*. Academic Press (2007)
- [209] M. D. Mermelstein, A. D. Yablon, C. Headley. *Suppression of stimulated Brillouin scattering in an Er-Yb fiber amplifier utilizing temperature-segmentation*. In *Optical Amplifiers and Their Applications*. Optical Society of America (2005)
- [210] M.-J. Li, X. Chen, J. Wang, S. Gray, A. Liu, J. A. Demeritt, A. B. Ruffin, A. M. Crowley, D. T. Walton, L. A. Zenteno. *Al/Ge co-doped large mode area fiber with high SBS threshold*. Optics Express **15** (2007)(13) 8290
- [211] M. D. Mermelstein, M. J. Andrejco, J. Fini, A. Yablon, C. Headley III, D. J. DiGiovanni, A. H. McCurdy. *11.2 dB SBS gain suppression in a large mode area Yb-doped optical fiber*. In J. Broeng, C. Headley III (Hg.), *Proc. SPIE 6873, Fiber Lasers V: Technology, Systems, and Applications, 68730N*, Seiten 68730N–68730N–7 (2008)
- [212] S. Gray, D. T. Walton, X. Chen, J. Wang, M.-J. Li, A. Liu, A. B. Ruffin, J. A. Demeritt, L. A. Zenteno. *Optical Fibers With Tailored Acoustic Speed Profiles for Suppressing Stimulated Brillouin Scattering in High-Power, Single-Frequency Sources*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **15** (2009)(1) 37–46

- [213] S. Spießberger, M. Schiemangk, A. Sahm, A. Wicht, H. Wenzel, A. Peters, G. Erbert, G. Tränkle. *Micro-integrated 1 Watt semiconductor laser system with a linewidth of 3.6 kHz*. Optics Express **19** (2011)(9) 7077–7083
- [214] J. Rudolph, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, T. A. Schulze, S. T. Seidel, C. Rode, V. Schkolnik, W. Ertmer, E. M. Rasel, H. Müntinga, T. Könnemann, A. Resch, S. Herrmann, C. Lämmerzahl, T. van Zoest, H. Dittus, A. Vogel, A. Wenzlawski, K. Sengstock, N. Meyer, K. Bongs, M. Krutzik, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, A. Peters, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, J. Reichel. *Degenerate Quantum Gases in Microgravity*. Microgravity Science and Technology **23** (2010)(3) 287–292

Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

Publikationen in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften

- A. Rudolf und T. Walther. *High-transmission excited-state Faraday anomalous dispersion optical filter edge filter based on a Halbach cylinder magnetic-field configuration*. Optics Letters **37**, 4477 (2012)

Beiträge zu internationalen Tagungen*

- A. Rudolf und T. Walther. *Progress towards the implementation of a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the temperature profile in the ocean*. 5th EARSeL Workshop on Remote Sensing of the Coastal Zone, Prag - Tschechische Republik (2011) (Vortrag und Konferenzpaper)
- A. Rudolf und T. Walther. *Progress towards the implementation of a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the temperature profile in the ocean*. OCEANS '11 IEEE, Santander - Spanien (2011) (Vortrag und Konferenzpaper)
- A. Rudolf und T. Walther. *A Brillouin-LIDAR for the remote sensing of the temperature profile in the ocean: Towards the laboratory demonstration*. OCEANS '12 MTS/IEEE, Yeosu - Südkorea (2012) (Vortrag und Konferenzpaper)

Beiträge zu nationalen Tagungen*

- A. Rudolf, A. Popescu und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Generelle Eignung eines ESFADOF-Detektors*. Verhandl. DPG (VI) 45, 1/Q41.7, Hannover (2010) (Vortrag)
- A. Rudolf, A. Popescu und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Fortschritte am ESFADOF-Detektor zum praktischen Einsatz*. Verhandl. DPG(VI) 46, 1/Q62.9, Dresden (2011) (Vortrag)
- V. Talluto, A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Optimierung des ESFADOF-Pumpprozesses*. Verhandl. DPG(VI) 46, 1/Q62.8, Dresden (2011) (Vortrag)
- A. Rudolf, V. Talluto, J. Heck und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Fortschritte zur Erprobung des Gesamtsystems*. Verhandl. DPG(VI) 47, 2/Q42.4, Stuttgart (2012) (Vortrag)

- R. Schulz, A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Entwicklungsstand des gepulsten Faserverstärkers*. Verhandl. DPG(VI) 47, 2/Q54.92, Stuttgart (2012) (Poster)
- A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Labor-Demonstration des Gesamtsystems*. Verhandl. DPG (IV) 48,4/Q50.4, Hannover (2013) (Vortrag)
- D. Rupp, A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen im Ozean: Fortschritte am gepulsten Faserverstärker*. Verhandl. DPG (IV) 48,4/Q43.4, Hannover (2013) (Poster)

Sonstige Beiträge zu wissenschaftlichen Veranstaltungen*

- A. Rudolf, A. Popescu, K. Schorstein und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans*. GRK 1114 Klausurtagung 2009, Bad Münster am Stein (2009) (Vortrag)
- A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Fortschritte am ESFADOF-Detektor zum praktischen Einsatz*. GRK 1114 Klausurtagung 2010, Maulbronn (2010) (Poster und Vortrag)
- A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans*. DPG Physics School „Physics of the Ocean“, Bad Honnef (2011) (Poster)
- A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Fortschritte zur Demonstration des Gesamtsystems*. GRK 1114 Klausurtagung 2011, Bad Münster am Stein (2011) (Poster und Vortrag)
- A. Rudolf und T. Walther. *Ein Brillouin-LIDAR zur Messung von Temperaturprofilen des Ozeans: Erprobung des Gesamtsystems unter Laborbedingungen*. GRK 1114 Klausurtagung 2012, Heppenheim (2012) (Poster und Vortrag)

Publikationen in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften, die im Rahmen der Masterarbeit des Autors entstanden sind

- G. Heinze, A. Rudolf, F. Beil und T. Halfmann. *Storage of images in atomic coherences in a rare-earth-ion-doped solid*. Physical Review A **81**, 011401(R) (2010)

*Vorträge bzw. Poster wurden vom jeweiligen Erstautor gehalten bzw. präsentiert.

Betreute Bachelor- und Masterarbeiten

Bachelorarbeiten

- Jan-Martin Steitz. *Brillouin-Streuung in Wasser: Die Linienbreite in Abhängigkeit der Temperatur*. TU Darmstadt (2010)
- Sebastian Fischer. *Brillouin-Streuung in Wasser: Die Linienbreite in Abhängigkeit der Temperatur*. TU Darmstadt (2011)
- Carl Benjamin Böhmer. *Experimentelle Arbeiten an einem Brillouin-LIDAR*. TU Darmstadt (2011)
- Johanna Heck. *Eine Verdopplungseinheit für das Brillouin-Projekt*. TU Darmstadt (2011)
- Frederik Walla. *Aufbau eines Pumplasers als Teil des atomaren Linienfilters für ein Brillouin-LIDAR*. TU Darmstadt (2012)
- Gregor Dentinger. *Erweiterung des Brillouin-LIDAR-Aufbaus zur Messung von Temperaturprofilen*. TU Darmstadt (2012)
- Sonja Friman. *Untersuchungen zur Brillouin-Spektroskopie an Grenzflächen*. TU Darmstadt (2013)

Masterarbeiten

- Vincenzo Talluto. *Optimierung des ESFADOF-Pumpprozesses in einem Brillouin-LIDAR*. TU Darmstadt (2011)
- Robert Schulz. *Gepulster Faserverstärker mit Frequenzverdopplung zu 543 nm für ein Brillouin-LIDAR*. TU Darmstadt (2012)
- David Rupp. *Charakterisierung und Leistungssteigerung eines gepulsten Faserverstärkers für das Brillouin-LIDAR-Projekt*. TU Darmstadt, in Vorbereitung (2013)

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Danksagung

Abschließend möchte ich all jene Personen erwähnen, die mich über die letzten Jahre begleitet und mir in vielfältiger Weise das Gelingen dieser Arbeit ermöglicht haben:

Meinem Doktorvater **Prof. Dr. Thomas Walther** danke ich für Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Überlassung des spannenden Forschungsthemas. Durch Ihre motivierende Art haben Sie mich von Beginn an für das LIDAR-Projekt begeistert. Ihr offenes Ohr und die gewährte experimentelle Freiheit habe ich nie als selbstverständlich angesehen und daher sehr geschätzt. Den sukzessiven Ausbau des Projekts machten sie stets möglich – auch wenn Ihnen aus Angst vor meinen anstehenden Bestellungen manchmal fast der Füller aus der Hand gerutscht ist. Darüber hinaus danke ich Ihnen für die zahlreichen Konferenzteilnahmen. Ich habe dies als große Bereicherung und zusätzliche Wertschätzung meiner Arbeit empfunden.

Prof. Dr. Thomas Halfmann danke ich für die recht kurzfristige Übernahme des Zweitgutachtens. Die Masterarbeit in Deiner Gruppe war nicht nur ein toller Abschluss meines Studiums, sondern zugleich mein Sprungbrett in die Promotion.

In der gesamten **AG Laser und Quantenoptik** hat stets eine sehr kollegiale und lockere Atmosphäre geherrscht, die ich sehr genossen habe. Im Laboralltag konnte man stets auf tatkräftige, spontane Hilfestellungen vertrauen. Darüber hinaus werde ich mich immer gerne an unsere Gruppenausflüge, DPG-Exkursionen und Hut-Bastelarbeiten erinnern. Besonders danke ich den akademischen Räten **Matthias Sinther** und **Thorsten Führer**, meiner Mitdoktorandin **Sabine Euler** und meinen Mitdoktoranden **Tobias Beck**, **Benjamin Rein**, **Holger John** und **Vincenzo Talluto**. Hervorheben möchte ich Tobi und Ben, die mir mehrfach in stoischer Gelassenheit Teile ihrer Regelelektronik geliehen und eingerichtet haben.

Ein großer Dank geht an alle Studenten, die am LIDAR-Projekt im Rahmen von Master-, Bachelor- und Miniforschungsarbeiten erfolgreich mitgewirkt haben. In chronologischer Reihenfolge sind zu nennen: **Jan-Martin Steitz** (BSc), **Jochen Baaz** (Miniforschung), **Sebastian Fischer** (BSc), **Carl Böhmer** (BSc), **Johanna Heck** (BSc), **Vincenzo Talluto** (MSc), **Frederik Walla** (BSc), **Gregor Dentinger** (BSc), **Robert Schulz** (MSc), **Sonja Friman** (BSc) und **David Rupp** (MSc). Es hat mir Freude bereitet, Euch anzuleiten und Euch an Herausforderungen wachsen zu sehen. Ihr habt allesamt durch Eure Kreativität und Euren Einsatz wichtige

Beiträge geleistet und meine Arbeit dadurch wesentlich unterstützt. Meinem designierten Nachfolger David wünsche ich bestes Gelingen bei der Fortführung des Projekts.

An dieser Stelle danke ich auch meinen Vorgängern **Kai Schorstein** und **Alexandru Popescu**. Euer Schaffen war der Grundstein meiner Arbeit und ich habe in der fruchtbaren Zeit des Überlapps enorm viel von Euch gelernt.

Karen Böhling und **Christiane Walther** haben mit ihrer humorvollen Art jeden Gang ins Sekretariat zu einer kurzweiligen Angelegenheit gemacht und dabei den Kampf gegen bürokratische Lasten erheblich erleichtert. Karen, ich werde auch in Zukunft versuchen, mich als *Einkaufsleiter* zu profilieren.

Allen Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt, unter der ehemaligen Führung von **Herrn Kalbfleisch** und der aktuellen von **Herrn Weick**, gebührt mein Dank und meine Anerkennung für die überaus ideenreiche, präzise und zügige Anfertigung von mechanischen Werkstücken. Explizit erwähnen möchte ich **Herrn Hofmann**, der mit mir in mühevoller Kleinarbeit das *Mongnehdfeldsystem* verwirklicht hat.

In IT-Fragen war stets auf die Kompetenz von **Herrn Schmutzler** Verlass. In elektronischen Belangen konnte auf **Herrn Baumann**, **Herrn Kringel** und **Herrn Rök** gezählt werden, während **Frau Zilch** Hilfestellung beim Druck und Zuschneiden von Postern leistete. **Frau Laeri** leistete wertvolle Unterstützung bei der Literaturbeschaffung.

Simon Busold aus der AG Laser- und Plasmaphysik danke ich für die mehrfache Überlassung einer Hall-Sonde sowie **Wolfgang E.O. Müller** für die Gelegenheit, die Software *CST Studio Suite* in den Praktikumsräumen des Instituts für Theorie Elektromagnetischer Felder zu nutzen.

Dem Lauftreff **IAP Jogger** danke ich für die mitreißenden Wettkämpfe und Teamleistungen beim jährlichen Ultra-Marathon des TU-Sportfests. Gerne denke ich auch an die gelungenen Veranstaltungen im Rahmen des **Graduiertenkollegs 1114** zurück und danke allen Mitgliedern.

Besondere Erwähnung gebührt meinem Kommilitonen erster Stunde, WG-Partner, Korrekturleser und Freund **Uwe Petzold**. Ich hätte mir keinen besseren Wegbegleiter für Studium und Promotion wünschen können. Die gemeinsame Wohnung ist die Heimat unvergesslicher Anekdoten. Danke für die tolle Zeit.

Abseits von Labor und Büro habe ich in meinem heimatlichen **Freundeskreis** stets den idealen Ausgleich gefunden. Im Kreise meiner **Familie** erfahre ich herzliche Wärme und Rückhalt. Ich danke daher ganz besonders meinen Eltern und Großeltern, meinem Bruder, meiner Schwägerin und meiner Freundin.

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 2. Juli 2013

(Andreas Rudolf)